

ERZEUGUNG UND UNTERSUCHUNG
VON IONENSTRAHLEN AUS GEPULSTEN
GASENTLADUNGEN IN
PSEUDOFUNKENGEOMETRIE

von
VOLKER BRÜCKNER
aus
COBURG

*Diss.
Erlangen
1984*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546206_0091

**ERZEUGUNG UND UNTERSUCHUNG
VON IONENSTRAHLEN AUS GEPULSTEN
GASENTLADUNGEN IN
PSEUDOFUNKENGEOMETRIE**

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
VOLKER BRÜCKNER
aus
COBURG

•

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung : 19.11.1984

Vorsitzender der Prüfungskommission: Professor Dr. K. Brodersen

Erstberichterstatter : Professor Dr. J. Christiansen

Zweitberichterstatter : Professor Dr. W. Kreische

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit werden Untersuchungen an Ionenstrahlen vorgestellt, die mit Niederdruckgasentladungen im Druckbereich von einem bis 200 Pascal erzeugt wurden. Die Entladesysteme bestanden aus einer Ionenquelle und einer Nachbeschleunigungseinheit, beide in der sogenannten Pseudofunkengeometrie. Die elektrische Energie wurde von Stoßleistungsanlagen bereitgestellt, so daß typische Werte für Spannung, Strom und Entladezeit bei 100 bis 500 kV, 20 bis 200 kA und 100 ns lagen. Die Experimente beziehen sich auf Entladungen in Wasserstoffgas. Sie wurden an den Stoßleistungsanlagen "Pollux" des Kernforschungszentrums Karlsruhe und "Pulsator" des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt.

Der im Niederdruckgas erzeugte Ionenstrahl der Gasentladung wurde in Hochvakuum extrahiert und nach

- Zusammensetzung
- Energieverteilung
- Strahlprofil
- Halbwertsbreite
- Divergenz
- Ionenflächendichten und
- Gesamtteilchenanzahl pro Puls

untersucht.

Der Ionenstrahl besteht aus zwei Anteilen:

1) Der erste ist ein unreproduzierbarer Anteil, weil er nicht bei allen Entladungen beobachtet wurde. Er verläuft außerhalb der geometrischen Achse des Entladesystems und konnte deshalb nicht mit allen hier vorgestellten Nachweismethoden erfaßt werden. Seine Stromstärke und Stromdichte ist deutlich höher als die des zweiten Strahlanteils. Seine Divergenz ist kleiner als 0.4° . Die maximalen Ionenenergien sind größer als 370 keV für H^+ -Ionen, bzw. größer als 740 keV für H_2^+ -Ionen. Die Tatsache, daß er sich nicht auf der geometrischen Strahlachse ausbreitet, hängt wahrscheinlich mit dem ungleichmäßigen Zünden

der Triggereinheit der Entladesysteme zusammen. Dieser Strahlanteil ist nicht Teil der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Experimente. Er ist Gegenstand aktueller Untersuchungen.

2) Der zweite Anteil ist ein reproduzierbarer, sich auf der geometrischen Achse ausbreitender Ionenstrahl. Er besteht nur aus H^+ - und H_2^+ -Ionen. Der Anteil der Verunreinigungen wie C^+ - bis C^{4+} -Ionen liegt unter 10^3 Ionen pro mm^2 . Die maximal nachgewiesenen Ionenenergien liegen bei 490 keV für H^+ und 970 keV für H_2^+ . Die maximale Spannung betrug 500 kV. Die Energieverteilungen fallen oberhalb der niederenergetischen Meßgrenze von ca. 100 keV für H^+ -Ionen und ca. 200 keV für H_2^+ -Ionen ab. Die Geschwindigkeitsverteilungen von H^+ und H_2^+ zeigen auffallend ähnlichen Verlauf. Daraus folgernd wird eine Hypothese für die Ionenerzeugung aufgestellt: Im Entladesystem entstehen H_2^+ -Ionen und können mit maximal der doppelten Generatorspannung beschleunigt werden. Der Anteil von H^+ -Ionen am Strahl entsteht durch druckabhängige Dissoziation. Rekombination reduziert bei hohen Drucken (>10 Pa) die Anzahl der nachgewiesenen Ionen.

Die Dichteverteilung des Strahls weist ein Gaußprofil auf. Seine Halbwertsbreite ist ionenenergieunabhängig gleich 17 ± 1 mm. Die Divergenz des Ionenstrahls beträgt ca. 2.6 ± 0.2 Grad. Die nachgewiesene Teilchenflächendichte pro Puls ist maximal $4.2 \cdot 10^8$ cm^{-2} für H^+ -Ionen und $1.9 \cdot 10^8$ cm^{-2} für H_2^+ -Ionen. Dies entspricht einer Flächendichte der Gesamtladung von $9.8 \cdot 10^{-11}$ As cm^{-2} , wobei die untere Nachweisgrenze bei 70 ± 12 keV für H^+ -Ionen und ca. 130 keV für H_2^+ -Ionen liegt.

Die Gesamtladungsdichte der Ionen mit Energien größer ca. 370 keV für H^+ , bzw. 740 keV für H_2^+ ergibt sich zu $2.2 \cdot 10^{-11}$ As cm^{-2} . Bei Ionenimpulslängen von 10 ns bis 50 ns liegt der Ionenstrom des reproduzierbaren Strahlanteils an der Stelle seines Nachweises in der Größenordnung zehn Milliampere. Dies entspricht einer Stromdichte in der Kathode um 300 mA/ cm^2 (10 ns Pulslänge, $E > 70$ keV, bzw. 130 keV).

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Zusammenfassung	1
<u>0) Einleitung</u>	5
<u>I) Der Pseudofunke</u>	7
1. Prinzip	7
2. Physikalische Eigenschaften	9
3. Modell	10
4. Anwendungen	12
4.1. Quellen für gepulste Teilchenstrahlen	12
4.2. Schalter für verschiedene Parameterbereiche	12
4.3. Laser	13
<u>II) Stoßleistungsanlagen als gepulste Spannungsquellen</u>	14
1. Aufbau und Prinzip	14
2. Stoßleistungsanlage mit kapazitiver Speicherung der Energie	15
2.1. Energiespeicher	15
2.2. Pulsformung	17
2.2.1. Pulsformende Leitung	17
2.2.2. Pulsformender Schalter	21
2.3. Pulsübertragung	24
3. Weitere Möglichkeiten von Stoßleistungsanlagen	24
3.1. Induktive Speicherung plus Transformator	24
3.2. Induktive Speicherung auf der Übertragungsleitung	26
<u>III) Nachweismethoden für Ionen aus gepulsten Gasentladungen</u>	27
1. Strom- und Spannungssignale	27
2. Wechselwirkung mit Targets	27
3. Messung von Strom, bzw. Ladung	28
4. Ablenkung in elektrischen und magnetischen Feldern	29
5. Optische Methoden	30
6. Nukleare Methoden	30
7. Weitere Methoden	31

IV)	Experimente	32
1.	Entladesystem	32
1.1.	Geometrie und Funktionsweise	32
1.2.	Mechanische Ausführung	34
1.3.	Spannungs- und Stromsignale	36
2.	Parabelspektrometer nach Thomson	40
2.1.	Zusammensetzung des Ionenstrahls	40
2.2.	Energieverteilung	43
2.3.	Ionenflächendichten	47
2.4.	Erklärung der Ergebnisse	48
3.	Experimente mit Metallfolien	50
3.1.	Mögliche radiale Dichteverteilung	50
3.2.	Durchführung der Experimente	51
3.3.	Ergebnisse	53
3.4.	Divergenz des Ionenstrahls	56
4.	Rutherford-Streuung	57
4.1.	Zweck und Aufbau des Experiments	57
4.2.	Auswerteverfahren	58
4.3.	Berechnung des Abschwächungsfaktors	59
4.4.	Ergebnis	62
V)	Diskussion der Ergebnisse	63
VI)	Ausblick	67
Anhang:	Entwicklung von Stoßleistungsanlagen	68
A)	ESLA I - "Pulsator"	68
1.	Prinzipieller Aufbau	68
2.	Einzelkomponenten	70
2.1.	Marxgenerator	70
2.2.	Pulsformung und Pulsübertragung	71
3.	Konstruktion	73
B)	ESLA II - "Big Baby"	78
1.	Prinzipieller Aufbau	78
2.	Marxgenerator	78
3.	Pulsformende und -übertragende Elemente	81
Literaturverzeichnis		86

0) Einleitung

Seit der Erkenntnis der grundsätzlichen Gleichheit von Blitz und künstlich erzeugter elektrischer Entladung durch Franklin und Dalibard im Jahr 1752 beschäftigen sich Physiker mit Eigenschaften und Anwendungen von Gasentladungen und Plasmen.

Einige wesentliche Entwicklungsschritte auf diesem Weg sind im folgenden stichpunktartig zusammengestellt:

- | | |
|-------------|---|
| 1752 | Erkenntnis der prinzipiellen Gleichheit von Blitz und künstlicher elektrischer Entladung durch B. Franklin und F. Dalibard |
| 1831 | Entdeckung und Beschreibung der Glimmentladung durch Faraday |
| 1858 | Entdeckung der Kanalstrahlen durch J. Plücker |
| 1880 | Entdeckung des universellen Zusammenhangs zwischen Zündspannung einer Entladung und dem Produkt von Entladeweg mal Entladedruck durch de la Rue und Müller /Rue 80/ |
| 1889 | und dessen Untersuchung und Beschreibung durch Paschen 1889 /Pas 89/ |
| 1901 - 1903 | Veröffentlichungen von Townsend zur Erklärung der Ladungsträgervermehrung in Gasentladungen durch inelastische Teilchenkollisionen /Tow 01, Tow 02, Tow 03/ |
| 1913 | Berechnung des raumladungsbehinderten Flusses von Elektronen aus einer Glühkathode zur Anode im Hochvakuum einer Entladeröhre durch I. Langmuir /Lan 13, Lan 14/ |
| 1914 | Vorstellung einer gasgefüllten Elektronenschaltröhre, des "Thyratrons" durch G. W. Pierce |
| 1934 | Veröffentlichung der "Pinchbedingung", d. h. der Bedingung für die Einschnürung eines Elektronenstrahls in seinem |

Eigenmagnetfeld durch Bennett /Ben 34/

- 1939 Erkenntnis der Strombegrenzung eines Strahls geladener, hochenergetischer Teilchen im interstellaren Raum durch H. Alfvén /Alf 39/
- 1961 Zusammenfassung der Arbeiten über die Entwicklung der Elektronenlawine, die von H. Raether und Mitarbeitern seit den dreißiger Jahren durchgeführt worden waren /Rae 61/
- 1961 Publikation des ersten Gaslasers, des He-Ne-Lasers, durch Javan, Bennett und Herriott /Jav 61/

Nach einem zwischenzeitlichen Desinteresse an Plasma- und Gasentladungsphysik nach 1960, das einherging mit dem Aufleben der Kernphysik, wandten sich in den letzten Jahren wieder mehr Forschungsinstitute dem Gebiet der Plasmaphysik zu. Neue, interessante Anwendungsgebiete, wie Fragestellungen aus der Fusions- oder Lasertechnologie und neue Diagnostiktechniken mit Hilfe intensiver Laserimpulse trugen sicher dazu ihren Teil bei.

Seit 1977 existiert an unserem Institut eine Arbeitsgruppe, die sich mit Plasmaphysik im allgemeinen sowie der grundsätzlichen Untersuchung und den Anwendungen einer Niederdruckgasentladung in spezieller Geometrie, dem Pseudofunken, beschäftigt. Im Rahmen dieses Forschungsvorhabens entstand die vorliegende Arbeit. Sie beschäftigt sich mit den Ionen aus Entladungen in einem speziellen Entladungssystem in Pseudofunkengeometrie beim Anlegen einer gepulsten Hochspannung sowie mit der Entwicklung von Hochleistungs-Stoßspannungsanlagen.

Untersuchungen von gepulsten Hochspannungsgasentladungen wurden veröffentlicht von Pokrovskaja (maximal 15 kV Entladespannung und 100 A Entladestrom) /Pok 57/, Pollock (maximal 100 kV, 10 A) /Pol 57/ und McClure (maximal 80 kV, 1 A) /McC 61, McC 62, Gra 62/. Die vorliegende Arbeit sollte Erkenntnisse über gepulste Entladungen in einem größeren Parameterbereich mit Spannungen bis 500 kV und Entladeströmen bis 200 kA bringen.

I) Der Pseudofunke

1. Prinzip der Pseudofunkenentladung

Im Jahre 1979 wurde zum ersten Mal über eine funkenähnliche Niederdruckgasentladung, den "Pseudofunken", berichtet /Chr 79, Sch 79/. Im einfachsten Fall handelt es sich dabei um eine Entladung zwischen zwei ebenen, zentrisch gelochten Elektroden. Umwegentladungen werden durch einen ringförmigen Isolator zwischen den Elektroden ausgeschlossen. Aus der Vermessung der Zündspannungs-Druck-Charakteristik geht hervor, daß es sich um eine Entladung auf dem linken Ast der Paschenkurve handelt. Der Name Pseudofunke wurde ihr wegen der bestehenden Funkenähnlichkeit gegeben, die in den hohen Stromanstiegswerten ($dI/dt \geq 10^{10}$ A/s) und ihrem kleinen Querschnitt besteht.

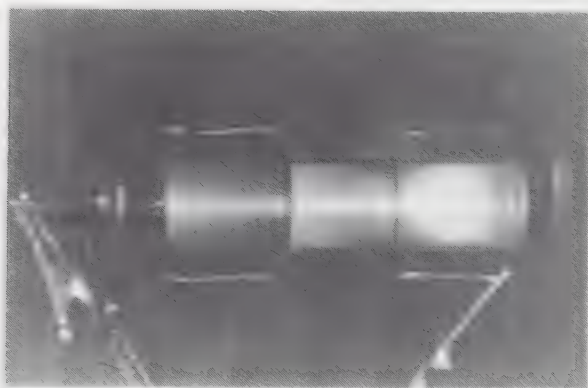
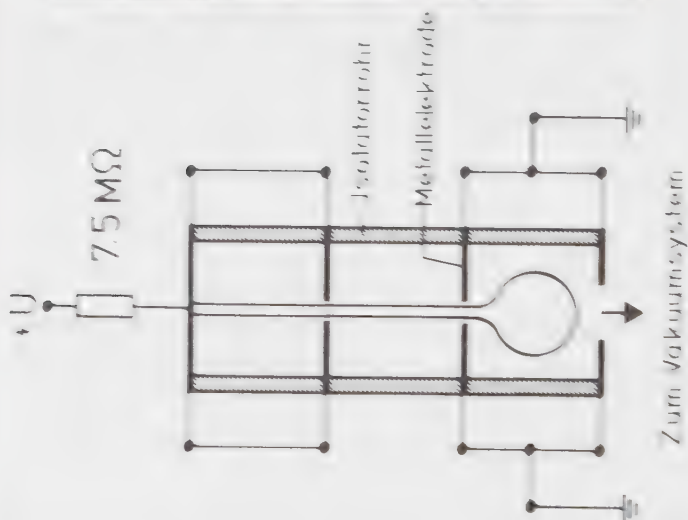
Die Entladegeometrie eines Pseudofunkens läßt sich durch Hintereinanderschaltung vieler der oben beschriebenen Einzelsysteme zu einer Vielplattengeometrie weiterentwickeln /Chr 79, Sch 79/. Die für die Pseudofunkengeometrie charakteristische Anordnung Metallelektrode-Isolator-Metallelektrode wurde zu Entladesystemen mit bis zu 70 Elektroden fortgeführt. Eine obere Grenze für diese Anzahl wurde noch nicht bestimmt.

Während der Pseudofunkenentladung entstehen Elektronen und Ionen, die anoden- bzw. kathodenseitig das Entladesystem verlassen.

Es wurden Pseudofunkenentladungen in einem großen Parameterbereich beobachtet. Für den Elektrodenabstand d wurden Werte zwischen 0.5 mm und 100 mm, für den Entladedruck p Werte zwischen 1 Pa und 200 Pa verwendet. Die Spannung am Entladesystem betrug je nach Wert von $p \cdot d$ zwischen einem und hundert Kilovolt.

Der Pseudofunke wird als periodische Entladung betrieben. Die auftretenden Wiederholfrequenzen liegen zwischen einigen Hertz und ungefähr hundert Kilohertz. Sie sind abhängig von der äußeren Beschaltung und der Kapazität des Entladesystems /Köl 82/. Die Löschspannung ist klein gegen die Zündspannung.

In der charakteristischen Pseudofunkengeometrie kommt es unter Ein-



haltung bestimmter Bedingungen für Stromdichte und Kathodenabmessung zu einer Hochspannungsgleichstromentladung /Har 81/.

2. Physikalische Eigenschaften der Pseudofunkenentladung

In Abb. 1 ist das Photo einer Pseudofunkenentladung in einem Zweielektrodensystem gezeigt. Der Kathodenhinterraum, der zumindest teilweise von metallischen Wänden umgeben ist, enthält ein hell leuchtendes Plasmagebiet. Von der Kathode aus durchläuft ein Elektronenstrahl, erkenntlich an seiner schmalen, axialen Leuchterscheinung, die Entladekammer in Richtung Anode. Hinter der Anode breitet er sich weiter aus. Sein Durchmesser ist deutlich kleiner als der Bohrlochdurchmesser.

Die Pseudofunkenentladung ist charakterisiert durch hohe Stromanstiege in typisch 10 bis 100 ns. Die auftretenden Elektronenströme betragen typisch 1 bis 1000 A, als maximaler Wert wurden 4.5 kA gemessen. Daraus ergeben sich Stromanstiege von typisch 100 A/ns, der Spitzenwert liegt bei 7 kA/ns /Blö 83/. In einem weiten Parameterbereich steigt der Elektronenstrom exponentiell mit der an der Entladekammer anliegenden Spannung an. Erst bei höheren Zündspannungen erfolgt die Emission des Elektronenstrahls gleichzeitig mit dem Spannungszusammenbruch, bei niedrigeren Zündspannungen erfolgt sie vorher /Düm 83/.

Der Durchmesser des Elektronenstrahls der Pseudofunkenentladung liegt zwischen 100 μm und einigen Millimetern. Der Radius des Elektronenstrahls nimmt mit sinkendem Druck linear ab /Düm 83, Düm 84, Ber 81/. Messungen seiner Stromdichte liefern Werte bis 10^6 A/cm^2 /Chr 79, Sch 79, Rie 82/. Die radiale Stromdichteverteilung entspricht einem Bennettprofil /Düm 83/.

Die Pseudofunkenentladung verläuft in zwei Phasen, einer stromschwachen Vorentladung und der Hauptentladung, die die Systemkapazität entlädt /Har 81, Ang 82/. Während der Vorentladung werden Elektronen emittiert, deren Energie der Entladespannung entspricht /Düm 83, Düm 84, Nie 82, Nie 83/. Die Energieverteilungsfunktion des Elektronenstrahls ändert sich mit der Zündspannung der Pseudofunkenentladung /Düm 83/. Im untersuchten Fall existieren für Spannungen größer als 30 kV zwei Maxima der Elektronenenergieverteilung. In diesem Spannungsbereich erfolgen wie oben erwähnt die Emission des Elektronenstrahls und der Spannungszusam-

menbruch gleichzeitig /Düm 83, Düm 84/.

Hinter der Kathode des Entladesystems befindet sich ein leuchtendes Plasmagebiet (siehe Abb. 1), dessen Potential für den Fall einer Gleichstromentladung in Pseudofunkengeometrie ca. 200 V beträgt. Die Geometrie der Kathode und die in der Entladung erreichte Leistungsdichte liefern die Bedingungen für den Übergang von der Vor- zur Hauptentladung /Har 81, Ang 82/. Beim Durchzünden des Entladesystems breitet sich eine Ionisationswelle von der Kathode in den Raum hinter der Kathode aus. Ihre Geschwindigkeit beträgt in Argon $1.2 \cdot 10^6$ m/s /Ang 82/.

Im Kathodenplasma lassen sich schnelle Ionen nachweisen, die einen aus der Kathode austretenden Ionenstrahl bilden. Das Maximum der Energieverteilungskurven von Ionen aus Gleichstromentladungen in Pseudofunkengeometrie weist im untersuchten Fall als Funktion der Entladespannung Sättigungsverhalten auf. Das Gleiche gilt für die maximalen Energien der Ionen. Bei den Ionen aus einer Pseudofunkenentladung zeigt nur das Maximum der Energieverteilung dieses Verhalten, während die maximal nachgewiesene Energie der Ionen linear mit der Entladespannung ansteigt /Ben 83, Ben 84/.

3. Modell der Pseudofunkenentladung

Ein Modell für den Ablauf der Pseudofunkenentladung sollte in der Lage sein, die wesentlichen Phänomene wie die lange Vorentladung (Mikroskunden) und den schnellen, stromstarken Durchbruch der Entladung (100 A/ns) zu erklären. Erste Versuche, ein solches Modell zu entwickeln, sind dargelegt in /Chr 79, Sch 79, Sch 82, Bit 80-3, Bit 81, Blö 83/. Erfolgsversprechende Ansätze brachten aber erst die Arbeiten von Hartmann, Angel und Rath /Har 81, Ang 82, Rat 83/.

Im Folgenden soll das Modell für die zeitliche Entwicklung der Pseudofunkenentladung beschrieben werden. Der Pseudofunke beginnt mit einer Hochspannungsentladung. Bei einfachen Zweielektrodensystemen ist der im Bohrlochbereich gegenüber einer geraden Verbindung der Elektroden mögliche längere Weg der Entladung die Ursache für die dort erfolgende Zündung /Har 81, Sch 79/. Auch bei Vielelektrodensystemen zündet die Hochspannungsentladung entlang der zentrischen Bohrung. Es handelt sich

um eine behinderte Entladung mit hoher Brennspannung auf dem linken Ast der Paschenkurve /Ang 82/. Der Aufbau der Entladung erfolgt über den Townsendmechanismus der Ladungsträgervermehrung /Was 72, Wie 76/. Durch die Vorentladung wird im Raum hinter der Kathode eine positive Raumladung aufgebaut, die zum Durchzünden der Entladung in den Kathodenhohlraum nötig ist. Bei Erreichen einer kritischen Leistungsdichte durch die Vorentladung erfolgt diese Zündung /Har 81, Köl 82/. Bei höherem Druck führen Vorentladung und positive Raumladung bereits zu einem Absinken der Spannung am Entladesystem, während sonst der Spannungszusammenbruch durch die Hauptentladung verursacht wird /Har 81, Ang 82/.

Nach dem Durchzünden der Entladung in den Kathodenhohlraum wird Elektronenstoßionisation wirksam. Das Modell fordert jetzt Prozesse wie den Pendelelektroneneffekt, d. h. ein mehrmaliges Durchlaufen ihrer maximalen Ionisierungswahrscheinlichkeit durch die Elektronen /Gün 23, Hel 72/, und eine hohe Sekundärelektronenausbeute durch das Mitwirken von Photonen und metastabilen Neutralen /Stu 67, Lit 54, Gün 38, Pah 72/. Dabei wird die Spannung durch Absinken des Innenwiderstandes der Entladung in sehr kurzer Zeit auf einen niedrigen Wert heruntergerissen und die Systemkapazität entladen /Rat 83, Ang 82/. Die hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ionisationswelle in den Kathodenhohlraum ($1.2 \cdot 10^6$ m/s in Argon /Ang 82/) und die großen Stromdichten (10 A/cm^2 /Ang 82/) auf den Kathodenwänden ermöglichen die kleinen Stromanstiegszeiten und die hohen Stromwerte der Pseudofunkenentladung /Rat 83/.

Ist die Systemkapazität entladen, so wäre zur Aufrechterhaltung der Entladung eine minimale Leistung notwendig, die im allgemeinen von der Spannungsversorgung über große Vorwiderstände nicht erbracht werden kann. Deshalb erlischt der Pseudofunke nach Entladen der Kapazität, der Aufladevorgang beginnt und nach Erreichen der Zündspannung startet der Zyklus von neuem.

Dieses Modell, das in wesentlichen Punkten durch Experimente belegt ist /Ang 82, Rat 83/, erklärt den Pseudofunken als selbständige Gasentladung, in deren zeitlichem Ablauf Mechanismen auftreten, die auch bei konventionellen, gepulsten Hohlkathodenentladungen wirksam sind.

4. Anwendungen der Pseudofunkenentladung

Während der letzten fünf Jahre ergaben sich teilweise in Zusammenarbeit mit anderen Instituten und Einrichtungen verschiedene Anwendungsmöglichkeiten für die Pseudofunkenentladung.

4.1. Quellen für gepulste Teilchenstrahlen

Eine Entwicklung des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen ist die Verwendung des Elektronenstrahls einer Pseudofunkenentladung zur Erzeugung hochgeladener Ionen in einer EBIS-Anordnung (Electron-Beam-Ion-Source). Durch die hohen Werte des Elektronenstrahls für das Produkt $j \cdot t$ von Stromdichte j mal Einschlußzeit t konnten Ionen von Ne^+ bis Ne^{5+} , Ar^+ bis Ar^{7+} , Kr^+ bis Kr^{13+} und Xe^+ bis Xe^{12+} beobachtet werden. Außerdem existieren Hinweise auf das Auftreten von Xe^{18+} , Xe^{19+} und Xe^{20+} in dieser speziellen EBIS-Anordnung /Lie 80, Lie 84, Bit 79, Bit 80-2, Bit 84/.

Durch Ausnutzen der gepulsten Teilchenstrahlen aus Pseudofunkenentladungen ist die Konstruktion einer Elektronenkanone möglich /Bit 80, Sch 83, Blö 83, Sch 84/. Bei Verwendung geeigneter Targets für den Elektronenstrahl erhält man eine intensive, gepulste Röntgenquelle sehr geringer räumlicher Ausdehnung. Durch die Kombination einer Pseudofunkenentladung mit einer sich anschließenden Nachbeschleunigung in Pseudofunkengeometrie ist es möglich, eine Ionenquelle mit sehr kleiner Divergenz zu entwickeln /Bog 83, Bog 83-3/.

4.2. Schalter für verschiedene Parameterbereiche

Aus der Zusammenarbeit mit einer Gruppe am Protonensynchrotron des Europäischen Kernforschungszentrum CERN entstand die Anwendung der Pseudofunkenentladung als getriggert Schalter für hohe Spannungen und hohe Stöme. Solche Schalter haben den Vorteil der einfachen Geometrie, der Anwendbarkeit für beide Spannungspolaritäten, einer geringen Elektrodenerosion und hauptsächlich der präzisen Triggermöglichkeit mit kleinen Leistungen /Blö 83, Rat 83/. Die Triggerung von Pseudofunkenentladungen geschieht im Kathodenraum entweder durch Oberflächen-
gleitfunken, Elektronenstrahl, einer Kombination von beiden /Blö 83,

Chr 83, Chr 83-2, Fra 84/ oder durch sog. Blockierpotentiale /Rat 83, Rat 84, Mec 84/. Eine Triggerung im Anodenraum kann durch einen Oberflächengleitfunken erfolgen /Blö 83/. Der erreichte Jitter dieser Triggermethoden liegt unter einer Nanosekunde bei Durchbruchverzögerungen von einer Nanosekunde bis 100 Nanosekunden je nach Methode. Es wurden triggerbare Schalter für den Bereich der mittleren Leistungen kleiner 2 kJ und Wiederholfrequenzen größer 20 Hz (25 - 40 kV, 0.5 - 0.8 kA, 10^8 Schaltvorgänge) sowie Hochstromschalter für Ströme größer 100 kA bei Wiederholfrequenzen unter einem Hertz und Hochspannungsschalter für Spannungen größer 40 kV entwickelt /Chr 84/. Hochstromschalter nach diesem Muster werden im Pulsgenerator einer zukünftigen, unter Anwendung der Vorteile der Pseudofunkengeometrie konstruierten Plasma-linse bei CERN zum Schalten von maximal 450 kA eingesetzt werden /Chr 84, Chr 84-2/.

4.3. Laser

Im Rahmen einer Zusammenarbeit des Physikalischen Instituts mit dem Central Research Institute for Physics in Budapest wurden Versuche zur Anregung von Laseroszillationen in Argon-Helium-Pseudofunkenentladungen unternommen. Dabei wurden die Ar-II-Laserübergänge bei 488.0 nm und 514.5 nm beobachtet. Aus den Meßergebnissen deutet sich an, daß es sich um einen Rekombinationslaser handelt. Deshalb ist die Annahme gerechtfertigt, auch Laserübergänge höher geladener Ionen beobachten zu können und mit diesem Pseudofunkenlaser zu kürzeren Wellenlängen ins Ultraviolette vorstoßen zu können /Chr 84-3/.

II) Stoßleistungsanlagen als gepulste Spannungsquellen

1. Aufbau und Prinzip

1962 begann J. C. Martin (Atomic Weapons Research Establishment) mit der Entwicklung von Hochspannungsgeneratoren hoher Leistung /Pas 81/. Nach /Bog 83/ werden solche Generatoren im Folgenden als Stoßleistungsanlagen bezeichnet. Im hier interessierenden Fall liegen die Pulsdauern in der Größenordnung von 100 ns. Zum Erreichen von Leistungspulsen dieser Länge genügt es nicht, einen Energiespeicher in eine Last zu entladen, sondern es ist zusätzlich eine eventuell mehrstufige Pulsformung, d. h. zeitliche Pulskompression, nötig. In Abb. 2 ist der Aufbau einer Stoßleistungsanlage dargestellt. Im Energiespeicher erfolgt das langsame Ansammeln der elektrischen Energie über Sekunden bis Minuten. Ein Puls entsteht beim Umschwingen der Energie des Speichers in die erste pulsformende Leitung. Eine Pulsformung, d. h. Verkürzung der Pulsdauern, wird durch Verringerung der Induktivitäten der pulsformenden Leitungen erreicht. Jede nachfolgende pulsformende Leitung kann sich aufgrund ihrer geringeren Induktivität wegen $t \sim \sqrt{LC}$ in kürzerer Zeit entladen als die

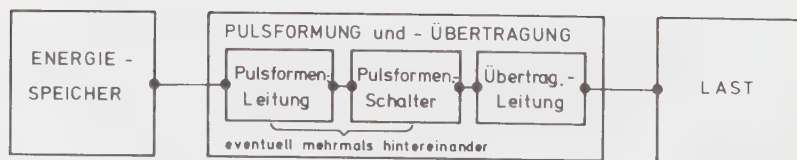


Abb. 2: Prinzipieller Aufbau einer Stoßleistungsanlage aus Energiespeicher, Pulsformung und Pulsübertragung

vorhergehende. Die pulsformenden Schalter sorgen für die Formung eines Pulses mit maximaler Leistung, indem sie die pulsformenden Leitungen erst dann entladen, wenn ihre Spannung, d. h. die in ihnen gespeicherte Energie, maximal ist. Mit der Verkürzung der Pulsdauern ist eine Verkleinerung des Wellenwiderstandes der Leitung gemäß $Z \sim t/C$ und eine sukzessive Erhöhung der Leistung verbunden. Die erreichbaren, minimalen Pulsdauern liegen mit der beschriebenen Technik bei ca. 40 ns. Noch kürzere Pulsdauern lassen sich nur durch den Einsatz von induktiver Speicherung und sich öffnenden Schaltern auf einem pulsübertragenden Element erreichen /Meg 82, Dem 82, Meg 83, Coö 83/ (siehe II.3.2.).

2. Funktion der Einzelkomponenten

2.1. Energiespeicher

In Stoßleistungsanlagen werden zur primären Energiespeicherung hauptsächlich Marxgeneratoren verwendet. Abb. 3 zeigt die am häufigsten verwendete Schaltung mit bipolarer Ladespannung. Je zwei Kondensatoren sind in Serie geschaltet. Ihr Verbindungspunkt liegt beim Laden auf Massepotential. Der Vorteil dieser Anordnung gegenüber der einfachen Marxschaltung /Bog 83, Toe 79/ ist der, daß bei n Stufen nur $n/2$ Funken-schalter im Gegensatz zu n Funkschaltern für eine einfache Marxschaltung benötigt werden. Bis auf wenige Ausnahmen (z. B. 3 MV luftisolierter Marxgenerator des Hochspannungsinstituts der Universität Karlsruhe) sind Marxgeneratoren ölisoliert. Die Serienschaltungen von je zwei Kondensatoren werden parallel auf die Spannungen $\pm U_0$ aufgeladen (siehe Abb. 3 oben). U_0 liegt bei den meisten Anwendern zwischen 50 kV und 140 kV /Cla 72, Bog 83, Bog 81, Hum 77, Mar 70/. Nach Erreichen von $\pm U_0$ wird der erste Schalter FS_1 geschlossen. Die Schalter sind meist als druckgasisolierte, getriggerte Schaltfunkenstrecken ausgeführt. Durch das Schließen des ersten Schalters wird das negative Ende von C_2 auf $+U_0$ gerissen (siehe Abb. 3 unten). Dadurch liegt das positive Ende von C_3 nicht mehr auf dem Potential $+U_0$, sondern auf $+3U_0$. Die Überspannung läßt FS_2 durchbrechen. Dieser Prozeß setzt sich bis zum letzten Kondensator fort. Am Ausgang liegt dann nach n Stufen die Spannung nU_0 .

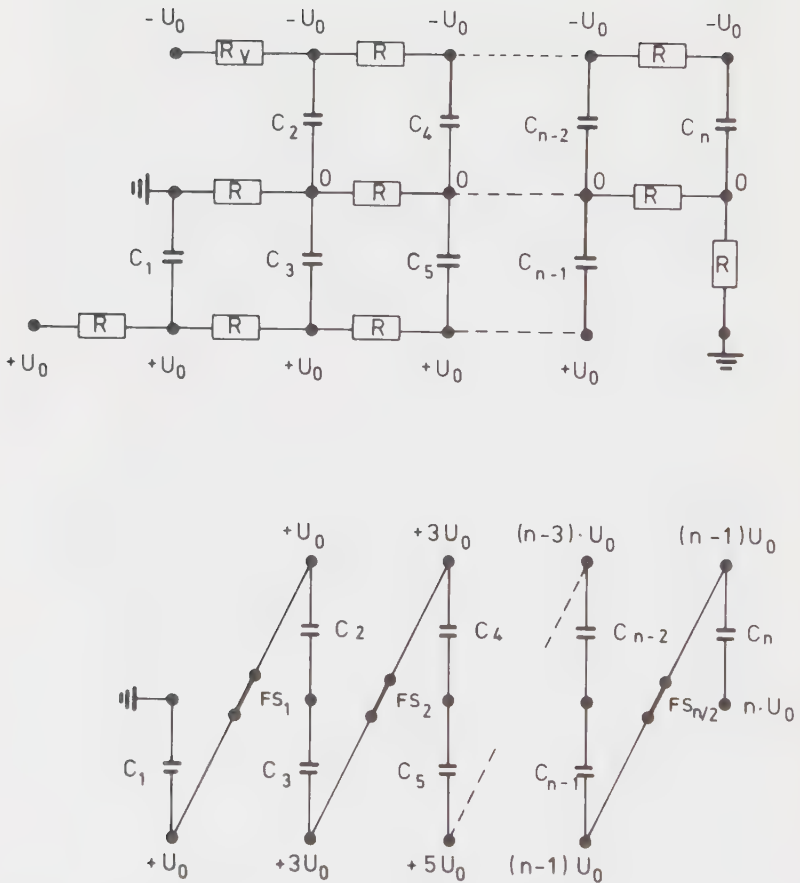


Abb. 3: Schaltung eines n -stufigen Marxgenerators für positiven Ausgangspuls mit bipolarer Ladespannung. An den Knotenpunkten ist das jeweilige Potential angegeben.
 Oben : Zustand während des Aufladevorgangs
 Unten: Aufgerichteter Zustand (Die unwichtigen Elemente sind weggelassen)
 R : Ladewiderstände ($\sim 10 \text{ k}\Omega$)
 C : Kondensatoren
 FS : Funkschalter
 U_0 : Ladespannung
 R_V^0 : Vorwiderstand ($\sim 10 \text{ M}\Omega$)

2.2. Pulsformung

Marxgeneratoren als Energiespeicher können mit einer Pulsformungsanordnung in coaxialer oder Parallelplattengeometrie kombiniert werden. Der Vorgang der Pulsformung geschieht durch das Zusammenwirken von pulsformender Leitung und pulsformendem Schalter, indem der pulsformende Schalter im richtigen Moment, nämlich bei maximaler Spannung, die pulsformende Leitung entlädt.

2.2.1. Pulsformende Leitung

Die pulsformende Leitung dient als Zwischenspeicherkapazität, die vom Ausgangspuls des Marxgenerators aufgeladen wird. Abb. 4 zeigt ein Ersatzschaltbild für die Kombination von Marxgenerator mit pulsformender Leitung /Toe 79, Cla 71/. Die maximale Spannung, auf die die pulsformende Leitung (PFL) aufgeladen wird, ist gegeben durch den Ausdruck

$$U_{PFL}^{\max} = U_M \frac{C_S}{C_{PFL}} \left[1 + \exp \left(-\pi / \sqrt{4 \left(\frac{Z_0}{R_M} \right)^2 - 1} \right) \right]$$

/Toe 79/, wobei

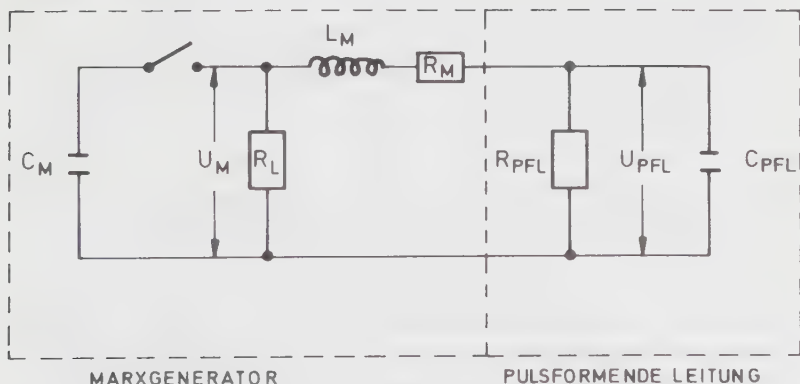


Abb. 4: Ersatzschaltbild für das Aufladen einer pulsformenden Leitung (PFL) durch einen Marxgenerator (MG)

C_M : Serienkapazität des MG
 U_M : aufgerichtete MG-Spannung
 R_L : Ladewiderstände des MG
 L_M : Serieninduktivität des MG
 R_M : Serienwiderstand des MG
 R_{PFL} : Widerstand der PFL
 U_{PFL} : Spannung auf der PFL
 C_{PFL} : Kapazität der PFL

U_M : aufgerichtete Marxspannung

R_M : Serienwiderstand des Marxgenerators

C_S : Kapazität der Serienschaltung von Marxgenerator und PFL

$$C_S = \frac{C_{PFL} C_M}{C_{PFL} + C_M}$$

C_M : Kapazität des Marxgenerators

C_{PFL} : Kapazität der PFL

Z_0 : Impedanz, die die Aufladezeit t_0 der PFL bestimmt

$$Z_0^2 = \frac{L_M}{C_S}$$

$$t_0^2 \approx \frac{L_M C_S}{4}$$

Beim Ausdruck für t_0 ist vorausgesetzt, daß $R_M \ll Z_0$ und $t_0 \ll R_{PFL} C_{PFL}$.

Dies ist im allgemeinen erfüllt, da $R_M < 1 \text{ Ohm}$ und $Z_0 = 10$ bis 100 Ohm sowie $R_{PFL} C_{PFL} > 10^{-5} \text{ s}$.

Das Verhältnis $U_{PFL}^{\max} / U_M$ wird als "Ring-Up-Faktor" oder Spannungswirkungsgrad η_U bezeichnet.

$$\eta_U = \frac{U_{PFL}^{\max}}{U_M} = \frac{C_S}{C_{PFL}} \left[1 + \exp \left(-\pi / \sqrt{4 \left(\frac{Z_0}{R_M} \right)^2 - 1} \right) \right]$$

Für $Z_0 \gg R_M$ geht der Exponent der e-Funktion gegen Null, d. h. η_U nimmt folgende Gestalt an

$$\eta_U = \frac{2 C_S}{C_{PFL}} = \frac{2 C_M}{C_M + C_{PFL}} = \frac{2}{1 + \frac{C_{PFL}}{C_M}}$$

Für $C_{PFL} = C_M$ wird $\eta_U = 1$; für $C_M \gg C_{PFL}$ geht η_U gegen 2, d. h. es ist maximal die doppelte Marxspannung auf der pulsformenden Leitung erreichbar.

Analog zum Spannungswirkungsgrad wird der Energiewirkungsgrad η_W als das Verhältnis der übertragenen Energie W_{PFL} zur ursprünglich gespeicherten Energie W_M definiert. Verluste in Marxgenerator und pulsformender Leitung werden wieder vernachlässigt.

$$\eta_W = \frac{W_{PFL}}{W_M} = \frac{\frac{1}{2} C_{PFL} (U_{PFL}^{\max})^2}{\frac{1}{2} C_M U_M^2}$$

für $R_M \ll Z_0$ folgt

$$\eta_W = 4 \frac{C_S^2}{C_{PFL} C_M} = 4 \frac{C_{PFL} C_M}{(C_{PFL} + C_M)^2} = \frac{4}{2 + \frac{C_{PFL}}{C_M} + \frac{C_M}{C_{PFL}}}$$

Der Maximalwert von η_W ist 1 und wird erreicht für $C_M = C_{PFL}$.

Das bis jetzt Gesagte betraf einfache Pulsformungssysteme in koaxialer oder Streifenleitungsgeometrie. In Abb. 5a und 5b sind sie dargestellt. Teil c der Abbildung veranschaulicht das Prinzip der Pulsformung durch Einsetzen eines Schalters. Z_1 und Z_2 können koaxiale oder parallele Geometrie haben. Z_1 wird durch den Schalter in Z_2 entladen. Z_2 kann eine die Leitung abschließende Last sein. Das Spannungsverhältnis $E = U_{aus} / U_{ein}$ ist gegeben durch $E = Z_1 / (Z_1 + Z_2)$. Im angepaßten Fall, wenn $Z_1 = Z_2$, ist E also gleich 1/2. Falls U_{ein} aus einem Marxgenerator kommt, muß dieser das Doppelte der Spannung an der angepaßten Last liefern.

Die Schaltung eines Pulsgenerators nach Abb. 5d wurde von A. D. Blümlein vorgeschlagen /Mar 70/. Mit einem solchen Generator lassen sich höhere Ausgangsspannungen erreichen. Die beiden Pulsformungsleitungen mit der Impedanz Z_1 , bzw. Z_1' werden parallel aufgeladen und seriell entladen. Meist ist Z_1 gleich Z_1' . Für die doppelte Laufzeit einer Welle durch den Generator verhält sich dieser wie ein Generator mit doppelter Ladespannung und einer Impedanz von $Z_1 + Z_1'$. Das Spannungsverhältnis E ist deshalb

$$E = \frac{2 Z_2}{Z_1 + Z_1' + Z_2}.$$

Für den angepaßten Fall, wenn gilt $Z_2 = Z_1 + Z_1'$, wird E gleich Eins. Wählt man die Kapazität des Marxgegenerators C_M , der die Spannung U_{ein} erzeugt, doppelt so groß wie die des Blümleingenerators C_B und ist zusätzlich die Impedanz der Last um einen Faktor 3 höher als die Impedanz des Generators ($Z_1 + Z_1'$), so läßt sich auf einfache Weise eine Spannungsverdoppelung von U_{aus} gegenüber der Marxspannung erreichen. Dabei ist

$$\eta_U = \frac{2}{1 + \frac{C_B}{C_M}} = \frac{4}{3} \text{ und } E = \frac{2 Z_2}{Z_1 + Z_1' + Z_2} = \frac{2 \cdot 3(Z_1 + Z_1')}{Z_1 + Z_1' + 3(Z_1 + Z_1')} = 1.5$$

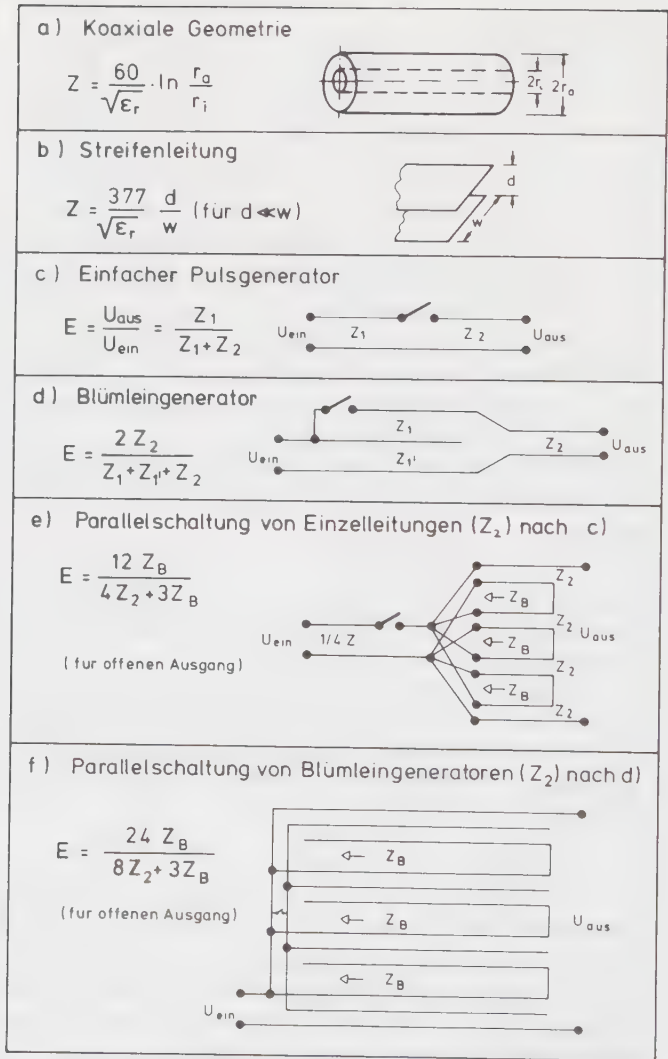


Abb. 5: Prinzipzeichnungen von Pulsformungssystemen verschiedener Ausführungen. Durch die Parallelschaltung entstehen bei e) und f) Leitungen der Impedanz Z_B , die in Richtung Schalter verlaufen. Ihre Impedanz geht in die Berechnung des Spannungsverhältnisses E ein /Mar 70/.

Das Verhältnis $U_{\text{aus}} / U_{\text{ein}}$ ist dann $U_{\text{aus}} / U_{\text{ein}} = \eta_U E = 2$. Bei dieser Betrachtung sind wie vorher eventuell auftretende Verluste, z. B. durch einen falschen Schaltzeitpunkt des pulsformenden Schalters, nicht berücksichtigt.

Die beiden einfachen Schaltungen aus Abb. 5c und 5d können zum Erreichen höherer Ausgangsspannungen mehrmals zusammengeschaltet werden /Mar 70/. Teil e der Abb. 5 zeigt einen vierstufigen Generator, der von einer einfachen Pulsleitung geladen wird. Der Generator addiert die Pulse der Einzelleitungen während einer Zeit, die der doppelten Laufzeit einer Welle durch eine Einzelleitung der Parallelschaltung entspricht. Die den Ladepuls erzeugende Leitung hat deshalb dieselbe elektrische Länge. Die Anstiegszeit des Schalters muß klein sein gegen diese Zeit, um die angegebenen Werte für E zu erreichen. Z_B steht für die Impedanz der Pulsleitungen, die sich durch die Parallelschaltung ergeben und die in Richtung Schalter laufen (siehe Abbildung). Um die maximale Spannungsverstärkung E von vier für offenen Kreis zu erreichen, muß bei der Realisierung dieser Schaltung die Impedanz Z_2 klein sein gegen Z_B .

Der letzte Teil von Abb. 5 zeigt die Parallelschaltung von vier Blümlingengeneratoren /Goo 69/. Vier simultan zu zündende Schalter wurden dabei durch einen ersetzt. Im verlustlosen Fall lassen sich Werte für E von maximal acht erreichen. Es gilt wiederum $Z_2 \ll Z_B$. In der Praxis erhält man Spannungsüberhöhungen von maximal sechs. Auch hier ist ein extrem niederinduktiver Schalter zum Erreichen schneller Pulsanstiegszeiten notwendig.

2.2.2. Pulsformender Schalter

Die Pulsformung, d. h. Pulskompression, übernimmt in jedem Pulsgenerator der pulsformende Schalter. Seine Induktivität, seine charakteristische Anstiegszeit, sein ohmscher Widerstand bestimmen letztlich die Daten der gesamten Stoßleistungsanlage, wie Stromanstieg dI/dt , Spannungsanstieg dU/dt , Pulsform sowie bereitgestellte Energie und Leistung. Der Vorgang der Pulserzeugung durch einen Schalter am Ende eines Zwischenspeichers wird in /Bog 83, Dun 80-2/ detailliert beschrieben. Der pulsformende Schalter verbindet die pulsformende Leitung über die Übertragungsleitung mit der Last. Er ist als druckgas- oder flüssigkeitsisolierte

Schaltfunkenstrecke ausgeführt. Die Eigenschaften des Schalters werden durch den elektrischen Durchschlag im Schaltmedium bestimmt. Darüber sind zahlreiche Untersuchungen durchgeführt worden: /Mar 65 - 71, FeI 65, Mar 70, VDe 78, Dam 80, Dun 80, Gei 82, Smi 65 - 66, Her 66, Sto 78, Cha 66/. Die Durchschlagsfeldstärken für verschiedene Geometrien sind bekannt und es werden Vorschriften zu deren Berechnung abgeleitet. Für die Pulsanstiegszeit t_0 an einem Schalter, die gleichbedeutend mit der Abfallzeit der Spannung an dem Schalter ist, wird folgender Ausdruck angegeben /Toe 79/:

$$t_0 = t_L + t_R$$

t_L : induktive Zeitkonstante;

t_R : resistive Zeitkonstante

Die Spannung am Schalter fällt exponentiell mit der Zeitkonstante t_0 ab. Mit der Näherung, daß die Induktivität des Schalters konstant bleibt, d. h. der Radius des stromführenden Fadens zwischen den Schalterelektroden sich nicht ändert, ergibt sich für t_L der einfache Ausdruck

$$t_L = L / NZ$$

L : konstante Induktivität des Schalters

N : Zahl der parallelen Schaltstellen

Z : Impedanz der Pulsleitung

Die genaue Berechnung der Induktivität des Funkenkanals ist schwierig und bedarf der genauen Kenntnis des Durchmessers des Funkens. Der Funken wird deshalb als Zylinder der Länge l mit Radius a angenähert. Die stromführende Scheibe mit Radius b verjüngt sich bis auf den Radius a . Für L ergibt sich dann /Mar 70/:

$$L = 2 \cdot l \cdot \ln b/a \quad \text{in nH, } l \text{ in cm}$$

Für gängige Geometrien ist der Logarithmus von b/a ungefähr 7, so daß für die Induktivität eines zylindrisch aufgebauten Funkschalters gilt:

$$L \approx 14 \cdot l \quad \text{in nH}$$

Abb. 6 zeigt einen Vergleich des prinzipiellen Aufbaus eines Gasschalters mit dem einer Wasserfunkenstrecke. Für kleinere Stoßleistungsanlagen werden Gasschalter verwendet. Bei größeren Anlagen, die Werte von 10^{14} V/s für dU/dt erreichen sollen, benötigt man wegen der möglichen hohen Durchbruchfeldstärken mehrere parallele Wasserfunkenstrecken.

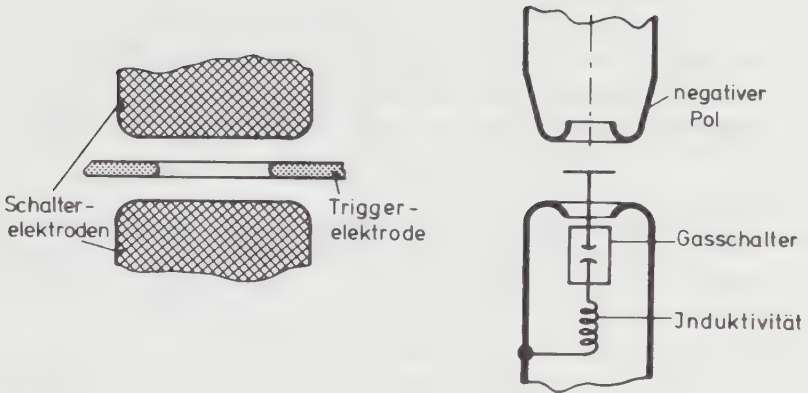


Abb. 6: Vergleich des möglichen Aufbaus von getriggerten Druckgasfunkenstrecken (links) und Wasserfunkenaltern (rechts). Beide Schalter sind als Schnittbild dargestellt.

Beim einfachen Gasschalter befindet sich eine Triggerelektrode in der Mitte zwischen den Schalterelektroden auf Massepotential. Das Triggern geschieht durch einen extern erzeugten Impuls oder durch den Kurzschluß der Triggerelektrode mit einer der Hauptelektroden über eine kleine Induktivität. Eine Hälfte des Schalters bricht dann durch und die volle Spannung liegt an der zweiten Hälfte, die auch durchbricht. Durch Veränderung der Lage der Triggerelektrode läßt sich ein solcher Schalter bis herab zu 40 % seiner Durchbruchsspannung für den ungetriggerten Fall verwenden. Die Schaltzeiten liegen bei einigen Nanosekunden, der Jitter bei einigen zehn Nanosekunden /Mar 70/.

Der in Abb. 6 gezeigte prinzipielle Aufbau einer Wasserfunkenstrecke ist bis zu Spannungen von ca. 3 MV verwendet worden /Mar 70/. Der Triggerpuls wird aus der Energie gespeist, die im Schalter selbst kapazitiv gespeichert ist. Bei der Verwendung mehrerer paralleler Funkenstrecken ist es ratsam, den Triggerpuls extern zu erzeugen. Der Jitter beträgt 3 bis 4 % der Pulsdauer des zu schaltenden Pulses.

2.3. Pulsübertragung

Die Übertragungsleitung bildet die Verbindung der pulsformenden Elemente mit der Last. Normalerweise geschieht bei einer Stoßleistungsanlage die Pulsübertragung in einer Geometrie, die der der pulsformenden Leitung entspricht. Das Verhältnis der Impedanzen bestimmt die Anpassung und damit das Verhältnis der Spannungen auf beiden Leitungen.

Eine Sonderform der Pulsübertragung ist die magnetisch isolierte Übertragungsleitung im Vakuum. Sie wird zur Übertragung von Pulsleistungen verwendet, bei denen normale Übertragungsleitungen wie Parallelplatten oder Koaxialleitung in Wasser wegen ihrer begrenzten Durchbruchfeldstärken von ca. 0.5 MV/cm nicht mehr genügen. Die magnetisch isolierte Übertragungsleitung im Vakuum ermöglicht Feldstärken zwischen Anode und Kathode von typisch 20 MV/cm /DiC 83/. Die magnetische Isolation verhindert den Fluß von Elektronen und das Vordringen von feldemissionsinduziertem Plasma zwischen den Platten oder Zylindern einer Leitung. Das Magnetfeld des Stromes auf der Leitung biegt die Bahnen der Elektronen von der geradlinigen Ausbreitung in Richtung Anode ab und verlängert ihren Weg. Nach Überschreiten eines kritischen Stromes, bzw. eines kritischen Feldes, können die Elektronen nicht mehr von Kathode zu Anode gelangen. Sie kehren durch magnetische Ablenkung zur Kathode zurück, die magnetische Isolation setzt ein /DiC 82, Cre 75, Cre 77, War 78/.

3. Weitere Möglichkeiten der Realisierung von Stoßleistungsanlagen

3.1. Induktive Speicherung plus Transformator

Die induktive Speicherung von elektrischer Energie hat gegenüber der kapazitiven Speicherung den Vorteil, daß im Speicher eine höhere Energiedichte erreichbar ist. Im kapazitiven Speicher beträgt die Energiedichte

$w_{el} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$, im induktiven Speicher ist $w_{magn} = \frac{1}{2} H B$. Mit $D = \epsilon_0 E$ und $H = \frac{1}{\mu_0} B$ ergibt sich:

$$w_{el} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad \text{und} \quad w_{magn} = \frac{1}{2\mu_0} B^2$$

Die maximal handhabbaren Magnetfelder liegen bei 50 T, die größten elektrischen Feldstärken bei $2 \cdot 10^7$ V/m. Daraus ergibt sich für das Verhältnis w_{magn} / w_{el} der Faktor 1000.

Zur Speicherung von Energie im Magnetfeld einer Spule benötigt man eine Stromquelle, die den Strom durch die Spule treibt. Ein Hochstrompuls-
transformator erzeugt die Leistungspulse. Der Sekundärstrom des Trans-
formators kann entweder durch Unterbrechen des Stromflusses im Primär-
kreis entstehen, wenn der Primärkreis gleichzeitig als Energiespeicher
dient oder durch Einspeisen eines Pulses aus einer externen Speicher-
induktivität. Abb. 7 zeigt die Ausführung des erstgenannten Prinzips
/Lup 79/. Der Stromgenerator erzeugt einen langsamen Stromimpuls I_1
durch den Induktor L_1 . Der Schalter S_1 ist geschlossen. Der hohe Strom
 I_2 im Sekundärkreis wird durch Öffnen des Schalters S_1 über den Hochstrom-

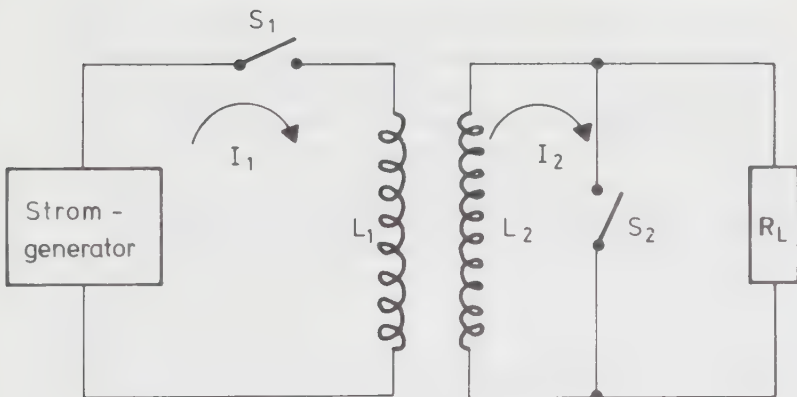


Abb. 7: Aufbau einer Stoßleistungsanlage aus Stromgenerator,
Speicherinduktivität und Hochleistungstransformator /Lup 79/
 S_1 : Schalter im Primärkreis
 I_1 : Primärstrom
 L_1 : Speicherinduktivität, gleichzeitig Primärwicklung
des Hochleistungstransformators
 L_2 : Sekundärwicklung
 I_2 : Sekundärstrom
 S_2 : Schalter, der den Sekundärpuls auf die Last überträgt
 R_L : Lastwiderstand

transformator L_2 / L_1 bei geschlossenem Schalter S_2 erzeugt. Durch Öffnen von S_2 wird der Impuls auf die Last R übertragen. Im Primärkreis ist bei maximalen Strom I_0 die Energie $W_0 = \frac{1}{2} L_1 I_0^2$ gespeichert. Zu Beginn sind S_1 und S_2 geschlossen. Primärstrom und Sekundärstrom haben Werte von $I_1 = I_0$ und $I_2 = 0$. Durch das Öffnen von S_1 steigt I_2 auf den Wert $I_2 \sim I_0 / L_2$. Ist dann $I_1 = 0$, so ist die im Sekundärkreis gespeicherte Energie $W_2 = \frac{1}{2} L_2 I_2^2 \sim W_0 / L_1 L_2$.

Bleibt S_1 offen wenn S_2 geöffnet wird, so wird W_2 auf die Last übertragen. Zum Schutz des Primärkreises vor dabei auftretenden Spannungsspitzen werden dort parallel zum Stromgenerator ein Widerstand und ein Schalter S_3 eingebaut, der beim Öffnen von S_2 geschlossen ist /Lup 79/.

3.2. Induktive Speicherung auf der Übertragungsleitung

Die induktive Speicherung auf der Übertragungsleitung verbessert die Pulsformung bei kapazitiver Speicherung mit konventioneller Pulsformung /Men 77, Str 81, You 80/. In die Übertragungsleitung vor der Last wird ein sich öffnender Schalter eingebaut /Dem 82, Meg 82, Meg 83, Coe 83/. Dieser ist bei Beginn des Pulses geschlossen. Im Strommaximum öffnet der Schalter und der Strom wird auf die Last übertragen. Durch Öffnungszeiten der Schalter von ca. 10 ns werden Pulscompressionen um den Faktor Drei und fünffache Leistungssteigerung erreicht /Meg 82, Meg 83/.

III) Nachweismethoden für Ionen aus gepulsten Gasentladungen

Im Folgenden sind einige Nachweismethoden für Ionen aus gepulsten Gasentladungen kurz zusammengestellt. Grundvoraussetzung ist die Messung der Strom- und Spannungssignale der Entladekammern.

1. Strom- und Spannungssignale

Die Signale von Spannung an den Entladekammern und Strom durch sie hindurch wurden maschinenseitig gewonnen. Die Spannung ergab sich aus der elektronischen Integration des Signals einer kapazitiven Sonde, die bei geeigneter Dimensionierung die Zeitableitung der anliegenden Spannung liefert. Anschließend wurde das Spannungssignal um die Induktivität der Leitung zwischen Spannungsmeßstelle und Last korrigiert /Bog 83/.

Als Stromsonde diente eine Spule, die im Plexiglasinterface am Ende der Pulsleitung eingebaut war. Je nach ihrer elektrischen Beschaltung lieferte sie entweder ein Signal, das zum Strom durch die Übertragungsleitung oder zu dessen zeitlicher Ableitung proportional war /DiC 81, Kö1 81, Bog 83/.

In den Abbildungen 11 und 12 werden Beispiele für Spannungs- und Stromsignale der verwendeten Entladesysteme gegeben.

2. Wechselwirkung mit Targets

Zu den einfachsten Nachweismethoden für Ionenstrahlen gehört der Nachweis auf Grund der Wechselwirkung mit einem Target. Dazu gehören z. B. die Spuren, die der Strahl auf hitzeempfindlichem Papier oder auf Folien, sog. "witnessplates", entsprechend seinem Energieinhalt hinterläßt /Gre 79, Hum 80, Bog 83, Bit 82/. Diese Methode dient dazu, Position, Durchmesser und Struktur des Ionenstrahls festzulegen.

Informationen über den Energieinhalt eines Ionenstrahls kann man mit einem Kalorimeter erhalten, dessen Temperaturänderung mit einem Thermoelement oder einem temperaturempfindlichen Widerstand bestimmt wird /Gre 79, Hum 80, Bog 83, Bit 82/. Man erhält allerdings keine Zeitauflösung und die Messung wird von allen anderen energiereichen Entlade-

produkten gestört, wie Licht, Röntgenstrahlung oder heiße Plasma- und Gasströmungen, die zu einem im Vergleich zur Ionenemission späten Zeitpunkt das Entladesystem verlassen.

Ein Nachweisinstrument für geringe Ionenflächendichten sind ionenempfindliche Filme, wie sie z. B. von Kodak als CN 85, LR 115 und CR 39 angeboten werden /Kodak/. Ihr Nachweisbereich ist entwicklungsbedingt und lag bei diesen Experimenten zwischen 10^3 und $2 \cdot 10^5$ Ionen pro mm^2 . Jedes Ion hinterläßt in der Deckschicht des Films, die aus Nitrocellulose besteht, entsprechend Energieverlust und Reichweite eine unterschiedlich starke und verschieden tiefe Schädigung. Nach Entwickeln in Natronlauge sind die Einzelionenspuren im Mikroskop sichtbar. Man erhält so Informationen über Ionendichten und mit viel Erfahrung auch über Teilchensorten und Energien.

Für hochdichte Ionenstrahlen ($j \geq 10^3 \text{ A/cm}^2$) kann man aus dem Ablationsdruck der Ionen auf eine Targetoberfläche Rückschlüsse auf die Energiedichte des Strahls ziehen /Ima 82/.

3. Messung von Strom bzw. Ladung

Bei der Messung von Ionenströmen aus Gasentladungen müssen die Ionen vom Vorvakuum, in dem man sie erzeugt, ins Hochvakuum extrahiert werden. Eine Nettostrommessung erhält man, wenn Strahlelektronen durch elektrische Gegenfelder oder transversale Magnetfelder zurückgehalten und die Ionen in einem Faradaycup nachgewiesen werden /Hum 80/. Die Gegenfelder müssen der Elektronenenergie angepaßt werden, also größer als $(m_e / m_i) W + U$ sein. W ist hier die Ionenenergie und U die Meßspannung am Faradaycup. Außerdem ist Sorge zu tragen, daß durch Ionenaufprall im Cup erzeugte Sekundärelektronen diesen nicht verlassen können. Über Messungen von Ionenstromdichten mit vorgespannten Faradaycups wird berichtet in /Gre 77, Gre 79, Eic 77, Joh 79/. Experimente mit Cups, bei denen die Elektronen durch Magnetfelder abgestreift werden, sind in /Ner 79, Gre 77, Hum 76/ vorgestellt.

Die Vorteile von Faradaycups der beschriebenen Art bestehen darin, daß sie zeitliche und räumliche Auflösung liefern, daß sie klein zu konstruieren sind und hohe Signale liefern. Sie lassen sich zu Feldern anordnen,

so daß man Strahlprofile mit ihnen bestimmen kann. Der Nachteil vorgespannter Cups liegt darin, daß sie in Hochvakuum verwendet werden müssen.

4. Ablenkung in elektrischen und magnetischen Feldern

Von den vielen Möglichkeiten, Ionen mit elektrischen und magnetischen Feldern zu untersuchen, soll hier nur eine erwähnt werden: das Parabelspektrometer nach J. J. Thomson. Durch Ablenkung in parallelen elektrostatischen und magnetostatischen Feldern wird bei diesem Spektrometer das Verhältnis e / m der Ionen bestimmt.

Aus der Integration der Bewegungsgleichungen ergibt sich für die Bewegung im elektrischen Feld des Parabelspektrometers

$$y = \frac{e E l^2}{2 m_{\text{ion}} v^2} \quad \text{oder} \quad y \sim W_{\text{kin}}^{-1} \quad (1)$$

und für die Bewegung im Magnetfeld

$$x = \frac{e B l^2}{2 m_{\text{ion}} v} \quad \text{oder} \quad x \sim (m W_{\text{kin}})^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

x, y : Koordinaten in Richtung der Ablenkung durch E- und B-Feld

e : Elementarladung

E : elektrisches Feld in y-Richtung

B : magnetisches Feld in y-Richtung

m_{ion} : Masse des Ions

l : Länge des E- und B-Feldes

v : Ionengeschwindigkeit

W_{kin} : kinetische Energie des Ions

Weist man die Ionen am Ende der Felder nach der Länge l z. B. auf einem ionenempfindlichen Film nach, so kann man auf ihm Parabeln der Form

$$y = \frac{2 m_{\text{ion}} E}{e B^2 l^2} x^2 \quad \text{bzw.} \quad y \sim \frac{m_{\text{ion}}}{e} x^2 \quad \text{erkennen.}$$

Aus den Parabeln lassen sich also die e / m -Werte der Ionen ermitteln.

Beim Nachweis auf ionenempfindlichen Film kann man aus den Parabeln und den Gleichungen (1) und (2) auch die Energieverteilung $N(W)dW$ der einzelnen Ionensorten ermitteln.

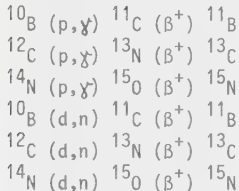
Über Messungen mit Thomson-Parabelspektrometern wird berichtet in /Zie 82, Hum 80-2, Joh 79, San 82, Ols 73/.

5. Optische Methoden

Auf optische Diagnosemethoden soll hier nur kurz eingegangen werden. Mit Emissionsspektroskopie können die ionisierten und neutralen Komponenten eines Plasmas sowie Elektronentemperatur, Teilchendichten, Ionen- und Neutralgastemperatur zeitlich und räumlich aufgelöst gemessen werden /San 82, Ste 85/. Mit Szintillatoren in einem Ionenstrahl wird Flugzeitspektroskopie betrieben /Hum 75, Hum 74, You 77, Gol 77/. Das Licht des Szintillators kann man mit schnellen Fotodioden aufzeichnen /You 77, Ste 76, Gol 75, Kap 76/, mit Streak- und Framing-Kameras fotografieren oder zeit-integral aufzeichnen /Hum 75, Ner 79, Dre 76/.

6. Nukleare Methoden

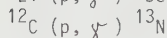
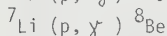
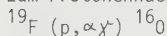
Eine nukleare Diagnosemethode ist die Aktivierung von Targets durch Ionenbeschuß /Hum 80/. Diese Technik wurde zuerst in /You 77/ beschrieben. Die Targetkerne werden durch die Strahlionen in instabile Kerne umgewandelt, die durch β^+ -Aussendung zerfallen. Die beiden Paarvernichtungsquanten werden in Koinzidenz nachgewiesen. Mögliche Reaktionen sind:



Dies sind resonante Reaktionen zum Nachweis von Protonen, bzw. Deuteronen. Die ^{14}N -Reaktion hat mit 277 keV die niedrigste Resonanz. Die Halbwertszeiten der Zwischenkerne liegen zwischen zwei und 20 Minuten.

Eine weitere Art der Diagnose durch Kernreaktionen ist die Erzeugung und der Nachweis von Neutronen aus der Reaktion $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ /Hum 80/. Diese ist nur zum Nachweis von Deuteronen anwendbar. Der Neutronennachweis erfolgt entweder durch Silberaktivierung /She 76, Gol 76/ oder durch Szintillatoren mit Photomultipliern /You 78/.

Die von manchen Kernreaktionen ausgesandte prompte Gammastrahlung kann zum Protonennachweis benutzt werden /Hum 80/. Verwendete Reaktionen sind



Probleme bereitet dabei die Kalibrierung des Detektors /San 79, Gol 79/.

7. Weitere Methoden

Es gibt noch weitere experimentelle Techniken, die hier erwähnt werden sollen. Mittels Rutherfordstreuung läßt sich eine Abschwächung des nachzuweisenden Ionenstrahls erreichen, falls seine Intensität für eine bestimmte Diagnosemethode zu hoch ist. Der Abschwächungsfaktor läßt sich auf einfache Art über den Wirkungsquerschnitt ermitteln. Je nach Wahl des Streutargets lassen sich Abschwächungsfaktoren bis 10^{10} erreichen /Lee 83/. Energieverteilungen lassen sich grob durch unterschiedlich dicke Absorberfolien vor den Nachweisgeräten oder mittels Flugzeitspektroskopie mit entsprechendem Nachweis ermitteln.

Eine einfache Methode, Informationen über Eigenschaften eines Ionenstrahls, wie seine Divergenz, zu erhalten, ist die Anfertigung von Shadowboxaufnahmen. Hinter einer Viellochblende wird in definiertem Abstand der Strahldurchmesser auf einem Target oder einem Film bestimmt und aus Abstand und Aufweitung die Divergenz ermittelt /Bog 83/.

IV) Experimente

Die Experimente dienten der Erzeugung und Untersuchung von Ionenstrahlen aus gepulsten Gasentladungen. Solche Experimente werden im Gegensatz zu Messungen an Gleichstromionenquellen durch die kurzen Pulsdauern bei niedrigen Wiederholraten (eine bis zehn Entladungen pro Tag), den hochfrequenten elektrischen Störpegel, die mechanischen Beschädigungen der Entladesysteme beim Betrieb mit gepulsten, hohen Leistungen und durch das von der Entladung erzeugte Licht und die Röntgenstrahlung erheblich kompliziert.

1. Entladesysteme

1.1. Geometrie und Funktionsweise

Um im Stoßleistungsbetrieb mit Gasentladungen in Pseudofunkengeometrie Ionenstrahlen zu erzeugen, wurden Experimente mit Elektrodensystemen durchgeführt, wie sie in Abb. 8 dargestellt sind. Charakteristisch für die Pseudofunkengeometrie ist die Kombination Metallelektrode-Isolator-Metallelektrode mit zentrischem Loch und die Fortführung dieser Anordnung zu Vielplattensystemen (vgl. Kap. I). Die Isolatoren sollen Umwegentladungen außerhalb des gasgefüllten Raums um die Elektrodenbohrung verhindern.

Die in Abb. 8 gezeigte Entladegeometrie wurde in ihrem Prinzip zuerst bei /Bog 83, S. 53ff/ beschrieben. Sie besteht aus zwei Teilen: einem Ionen-erzeugungssystem mit vier Zwischenelektroden, das direkt an der Pollux-anode sitzt und einer Nachbeschleunigungseinheit vor der Kathode. Parallel zur Nachbeschleunigungseinheit liegen drei 50 Ohm Kupfersulfatwiderstände. Sie dienen dazu, die große Zwischenelektrode, die als Kathode der Ionen-quelle und gleichzeitig als Anode der Nachbeschleunigung dient, zu Beginn des Spannungspulses auf Kathodenpotential zu halten. Solange nur kapazitiver Verschiebestrom fließt, fällt somit die gesamte Spannung über der Ionenquelle ab.

Gegenüber der Beschreibung bei /Bog 83/ wird hier eine sog. "Triggereinheit" verwendet. Die hohe Spannung sorgt dafür, daß über den kurzen Oberflächenweg des Triggerisolators eine Entladung startet, die die

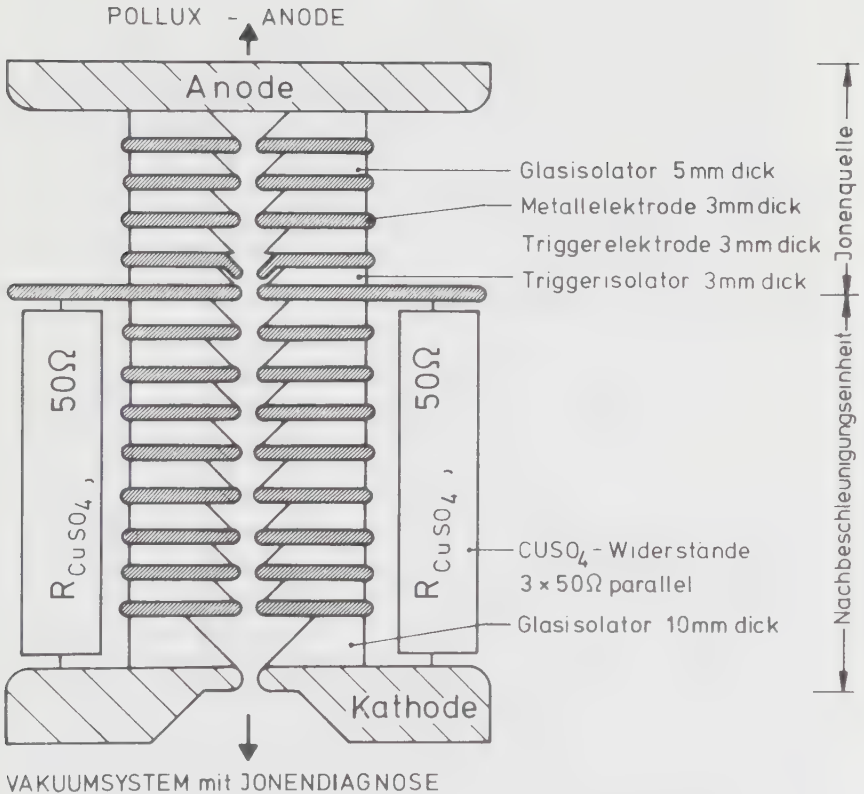


Abb. 8: Schnitzzeichnung der verwendeten Entladekammern. Die Elektroden haben 3 mm als kleinsten Innendurchmesser. Die Isolatoren haben zur Anode hin innen eine Abschrägung von 45° . Ihr kleinster Innendurchmesser beträgt 6 mm. Sie sind im Bereich der Entladung poliert.

Ionenquelle zum Durchbruch bringt. Dadurch werden Ionen zur Verfügung gestellt und die erste Elektrode der Nachbeschleunigung auf Anodenpotential gerissen.

Somit ist es möglich, daß die gesamte zum Zündzeitpunkt anliegende Generatorspannung U_g auch über der Nachbeschleunigungsstrecke anliegen kann. Die Nachbeschleunigungsspannung ist wie die Spannung an der Ionenquelle zeitlich nicht stabil, sondern bricht im Zuge des sich vermindern- den Innenwiderstandes der Beschleunigungsstrecken zusammen. Ein Teil der Ionen, die in der Ionenquelle erzeugt und beschleunigt wurden, durchfallen das Generatorpotential während ihres Flugs durch die Nachbeschleunigungsstrecke zum zweiten Mal. Die im günstigsten Fall maximal zu erwartende Ionenenergie entspricht also der doppelten Generatorspannung. Es kann sich dabei im Allgemeinen nur um einen kleinen Bruchteil der Ionen handeln. Alle anderen Ionen werden von kleineren Spannungen beschleunigt.

1.2. Mechanische Ausführung

Die in einer Stoßleistungsanlage gespeicherte Energie von maximal 16 kJ bei der Anlage "Pollux" und die erreichbare hohe Leistung von 12 GW in einem Gasvolumen von ca. 10 cm^3 , aus der sich eine elektrische Leistungsdichte von 10^9 W/cm^3 ergibt, lassen erkennen, daß an die mechanische Stabilität des Entladesystems besondere Anforderungen gestellt werden. Besonders der Kurzschluß, der sich bei den Entladekammern gegen Ende der Spannungspulse einstellt, erwies sich als kritisch, da nur ein kleiner Teil der angebotenen elektrischen Energie während des ersten Pulses verbraucht wird. Die verbleibende elektrische Energie wird einerseits durch das kurzgeschlossene Ende der Übertragungsleitung und andererseits durch den geschlossenen Pulsleitungsschalter hin und her reflektiert. So durchläuft ein Impuls das Entladesystem sehr oft (≥ 10 mal) und im Vergleich zur Pulslänge von 100 ns während sehr langer Zeit ($\geq 1 \mu\text{s}$). Die dann durch Materialabtragung entstehenden höheren Drucke führen wahrscheinlich zu einer Bogenentladung in der Kammer und leicht zu mechanischen Zerstörungen.

Wegen der Anforderungen an Stabilität und Flexibilität wurde ein Entladesystem entwickelt, dessen beschädigte Teile leicht ausgewechselt werden können. Es handelt sich um eine mit O-Ringen gedichtete Entladekammer im Baukastensystem mit der in Abb. 8 gezeigten Geometrie. Der ganze Auf-

bau wird durch drei Nylongewindestangen zusammengepreßt, die zwischen Anode und Kathode geschraubt werden. Als Material für die Elektroden dient TUCO (*). Aluminium, VA2-Stahl und Messing erwiesen sich als ungeeignet. Als Auffänger des Elektronenstrahls wurden während der Testphase Tantal und Wolfram verwendet. Als Isolatorwerkstoffe wurden Glas, Quarzglas und Hartglas ausgewählt. Getestet wurden außerdem Macor (**), Plexiglas, Teflon, Polyamid und Vespel (***). Letzteres wies die beste mechanische Festigkeit auf; der erste Isolatorbruch trat nach 200 Entladungen auf. Bei Vespel als Isolatormaterial stellten sich wie bei Polyamid sehr starke Oberflächengleitentladungen ein, was zu sehr hohen Binnendrucken führte, die Folien und Bleche hinter der Kathode zerstörten oder verbeulten. Dabei wurde über lange Zeit elektromagnetische Strahlung emittiert. Abb. 9 zeigt das mit einer Fotodiode aufgenommene Lichtsignal einer Vespelentladekammer als Funktion der Zeit. Über 50 μs lang wurde Licht von den Entladungen über die Vespeloberflächen im Inneren der

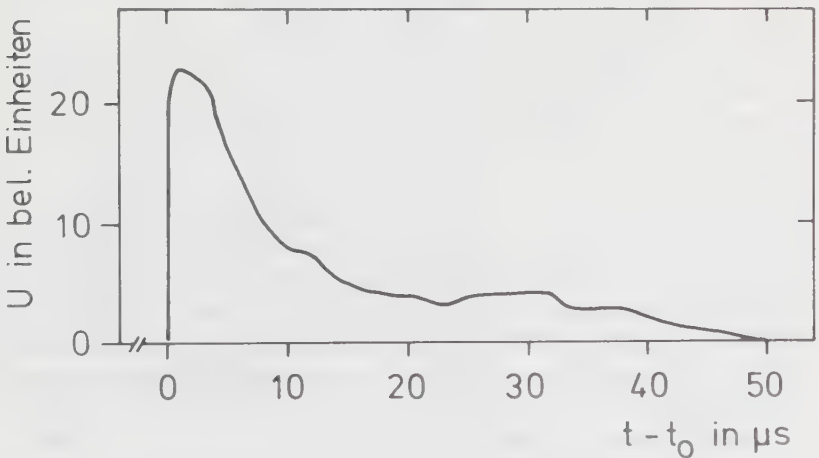


Abb. 9: Darstellung des von einem Entladesystem mit Vespelisolatoren emittierten Lichts als Funktion der Zeit. Das Signal wurde mit einer Fotodiode aufgenommen. Im Zeitpunkt t_0 erfolgt die Zündung der Entladung. U ist die Spannung, die die Diode liefert, in beliebigen Einheiten.

(*) Kupfer - Wolfram - Tränkwerkstoff von Thyssen - Sondermetalle

(**) Glaskeramik von Corning

(***) Polyimidwerkstoff von Dupont

Kammer abgestrahlt. Ionen waren dabei nicht nachweisbar.

Als Isolatorformgebung hatte eine Abschrägung von 45 Grad in Richtung Anode die beste Hochspannungsfestigkeit, weil dadurch auf der Oberfläche vorhandene Elektronen nicht längs dieser Oberfläche beschleunigt werden und keine Lawinenprozesse auslösen können, die dort zu Entladungen führen /Tho 80/.

Die Anordnung einer Entladekammer an der Stoßleistungsanlage "Pollux" des Kernforschungszentrums Karlsruhe zeigt Abb. 10. Die Kathode der Kammer ist fest mit der Kathode der Anlage, d. h. mit deren Abschlußflansch, verschraubt. Die Anode der Kammer wird gegen die Maschinenanode gedrückt. Eine hochfrequenzmäßig ausreichende elektrische Verbindung ist über federnde Kontakte sichergestellt.

1.3. Spannungs- und Stromsignale

Die Anlage "Pollux" liefert einen Leistungspuls von ca. 100 ns Halbwertsbreite. Sie besteht aus einem Marxgenerator mit 400 kV bis 1400 kV Ausgangsspannung und einer Pulsformung mit 3 Ohm Wellenwiderstand.

Abb. 11 zeigt Spannungs- und Stromsignale, wie sie an Entladekammern registriert wurden, die dem 100 ns langen Spannungsimpuls ausgesetzt wurden. Die Spannung steigt an bis zum Maximalwert für offene Übertragungsleitung, es fließt nur kapazitiver Verschiebestrom $I = C \frac{dU}{dt}$, die Kammer hält die Spannung. Der Stromanstieg und der damit korrelierte erste Spannungszusammenbruch deuten das Durchzünden des Triggerisolators an. Zwei weitere Stromanstiege bzw. Spannungszusammenbrüche zeigen das Durchzünden der Ionenquelle und schließlich das nichterwünschte Durchzünden des ganzen Systems an. Im letzten Teil des Stromsignals fließt der maximale Strom des Generators, sein Kurzschlußstrom.

Die Spannungs- und Stromsignale von Abb. 12 gehören zu einem Entladesystem ohne Trigger. Die zeitliche Auflösung des Spannungssignals war auf 60 MHz begrenzt. Der erste Stromanstieg, bzw. Spannungszusammenbruch deutet das Durchzünden der Ionenquelle der zweite den Durchbruch des Gesamtsystems an. Nach diesem Durchbruch besteht der oben erwähnte Kurzschluß der Spannungsquelle und der Kurzschlußstrom des Generators fließt

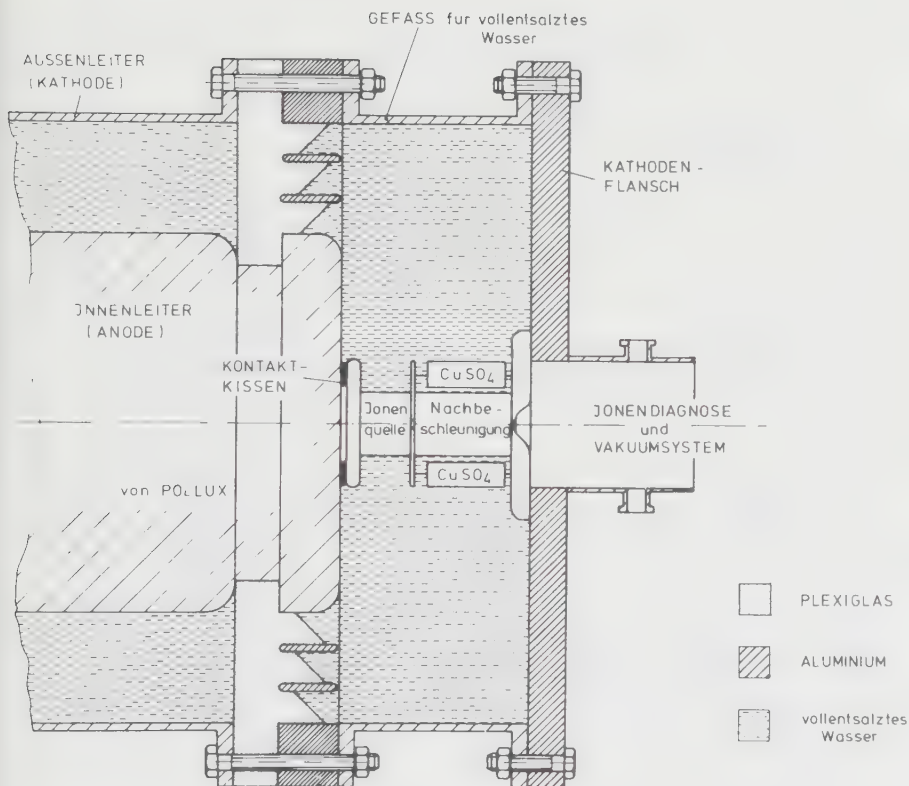


Abb. 10: Anordnung einer Entladekammer am Pulsleitungsende der Stoßleistungsanlage Pollux

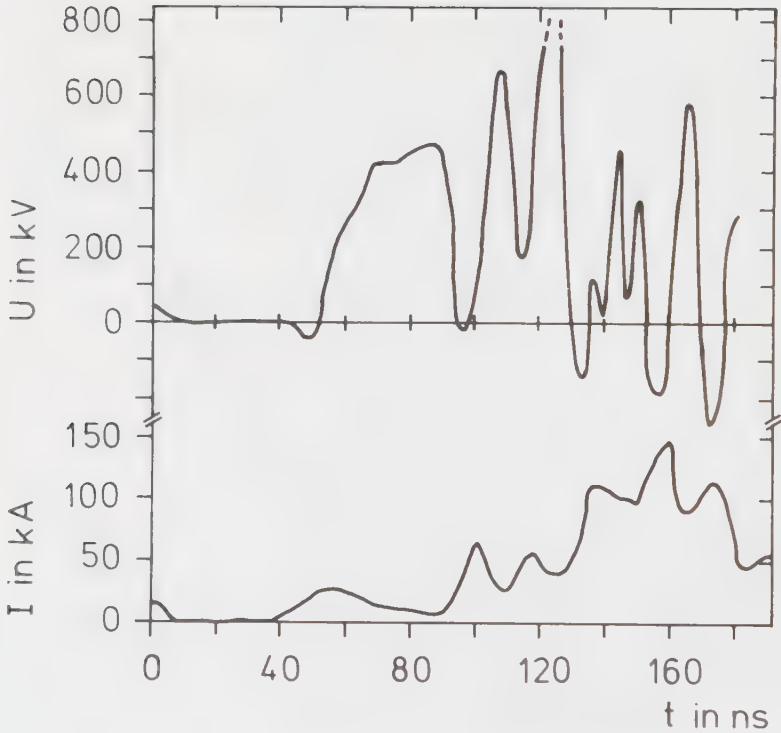


Abb. 11: Spannungs- (oben) und Stromsignal (unten) einer Entladekammer mit Triggereinheit. Die Spannung ist um den induktiven Spannungsabfall auf der Leitung zwischen Meßstelle und einem Durchmesser des Stroms durch die Kammer von 10 mm korrigiert. Die Höhe der Spannung ist nur bis zu ihrem ersten Einbruch auswertbar.

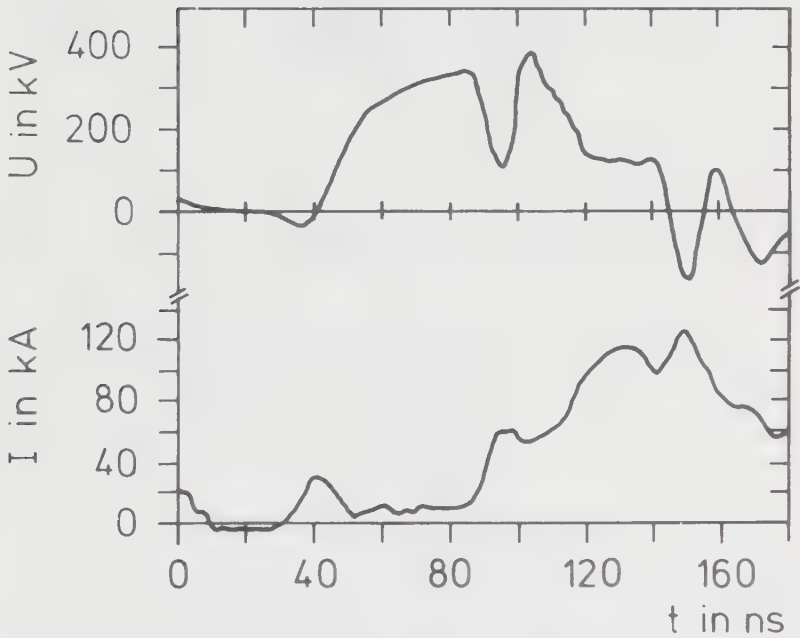


Abb. 12: Spannungs- (oben) und Stromsignal (unten) einer Entladekammer ohne Triggereinheit. Das Spannungssignal ist korrigiert (siehe Abb. 11). Seine Zeitauflösung war auf 60 MHz begrenzt.

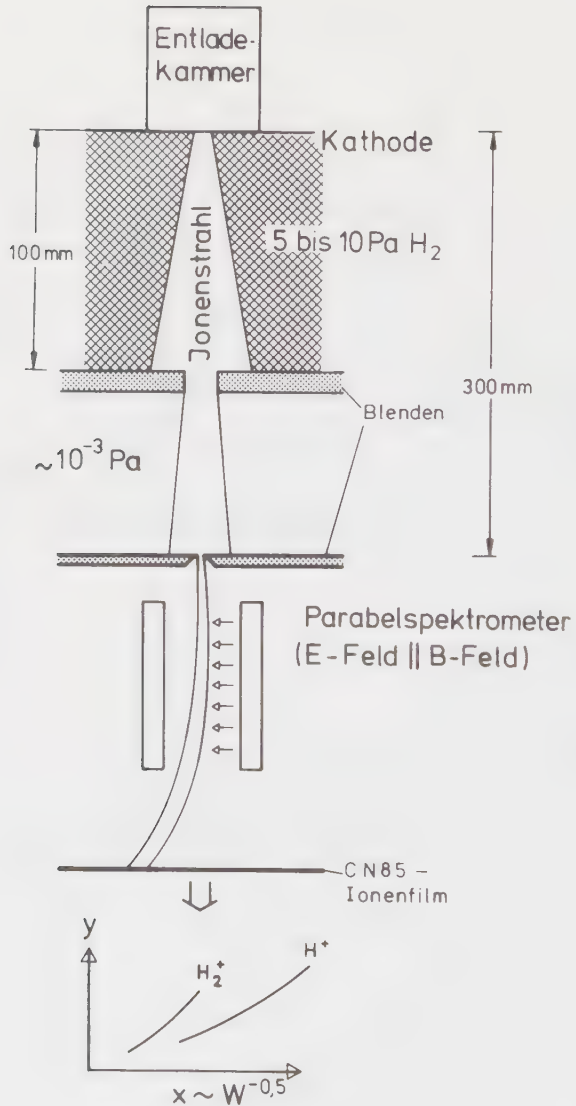


Abb. 13: Schematische Darstellung des Aufbaus der Parabelspektrometersperimente
Magnetfeld : 0.15 T mit Permanentmagneten
Elektrisches Feld : max. ca. 3 kV/cm

durch das Entladesystem.

2. Parabelspektrometer nach Thomson

J. J. Thomson schlug 1913 als erster die Verwendung von parallelem elektrischen und magnetischen Feld zur Teilchenseparation nach e/m -Werten vor. Die Ablenkung der Ionen erfolgt gleichzeitig in zwei Richtungen senkrecht zueinander, in beiden Fällen proportional zu e/m . Durch die unterschiedliche Abhängigkeit der elektrischen und magnetischen Ablenkung von der Ionenenergie ergeben sich die charakteristischen Parabeln bei diesem Spektrometer (siehe III. 4.).

In Abb. 13 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt. Das Parabelspektrometer befindet sich im Hochvakuum ($p < 10^{-2}$ Pa). Der Ionenstrahl gelangt durch eine Blende von 0.5 mm Durchmesser ins Spektrometer. Es wird mit Permanentmagneten von ca. 0.15 T und Spannungen bis 5 kV betrieben. Nach der Ablenkung werden die Ionen auf Filmmaterial des Typs CN 85 nachgewiesen.

Die Fehler in der Bestimmung der Meßgrößen hängen ab vom Fehler $\sqrt{N}$ der pro Einheitsfläche von 10^{-4} mm^2 ausgezählten Ionenspuren N und vom Fehler der Energieskala. Beide Fehler sind deutlich kleiner als die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse von Entladung zu Entladung. Auf eine Angabe von Fehlerbalken wurde deshalb verzichtet.

2.1. Zusammensetzung des Ionenstrahls

Abb. 14 zeigt im oberen Teil das Foto eines Ionenfilms, der im Parabelspektrometer mit den Ionen einer Entladung belichtet wurde. Es ist deutlich zu erkennen, daß nur zwei Teilchensorten im Ionenstrahl vorliegen. Dabei handelt es sich um die Ionen mit $e/m = 1$ und $e/m = 0.5$, also H^+ - und H_2^+ -Ionen (e/m gemessen in relativen Einheiten, d. h. in Vielfachen des Quotienten aus Elementarladung $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Cb und atomarer Masseneinheit $u = 1.66 \cdot 10^{-27}$ kg). Die Lage der Parabeln von H^+ - und H_2^+ -Ionen ergab sich aus der Kalibrierung des Spektrometers mit diesen Ionen. Die untere Nachweisgrenze dieser Filme liegt bei ca. 10^3 Ionen pro mm^2 .

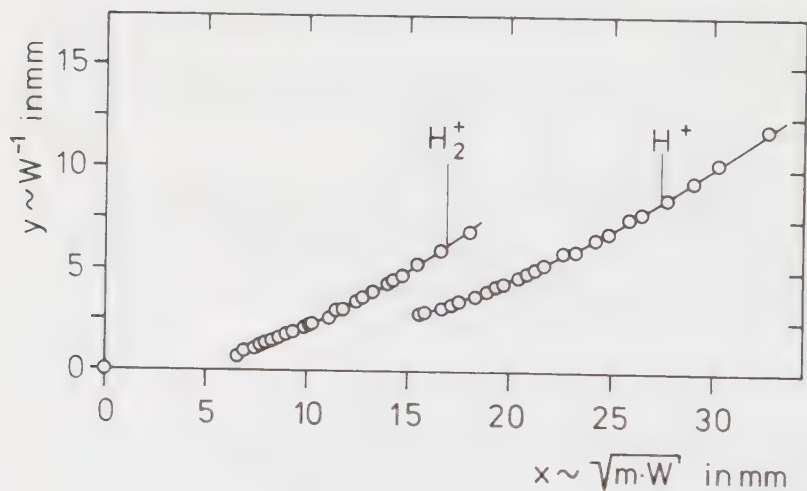
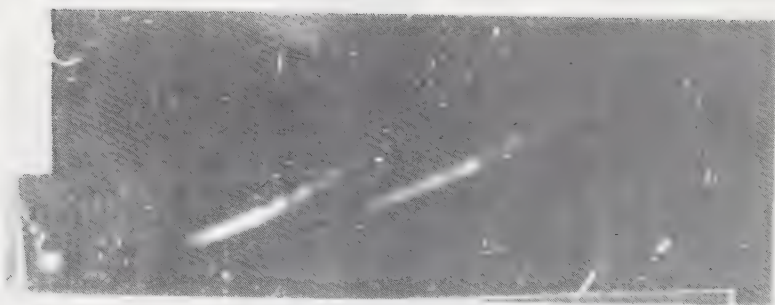


Abb. 14: Oben: Foto eines Ionenfilms aus dem Parabelspektrometer mit H^+ - und H_2^+ -Parabel. Die Breite der Parabeln auf den Filmen beträgt 0,7 bis 0,8 mm bei einem Durchmesser der Eintrittsblende von 0,5 mm. Die hellen Punkte auf den Parabeln gehören zu den Maxima der Energieverteilungskurven (siehe Abb. 15). Sonstige weiße Flecken sind auf Staubpartikel zurückzuführen.

Unten: Lage der Meßpunkte, an denen die Position der Parabeln und die Teilchendichte $N(x, y)$ bestimmt wurden. Die durchgezogene Kurve stellt einen Fit sämtlicher Meßpunkte mit einer Parabelfunktion dar.

2.2. Energieverteilung der Ionen

Der untere Teil von Abb. 14 zeigt die Punkte, an denen bei diesem Beispiel die Position der Parabeln und die Teilchendichten gemessen wurden. Die absoluten Koordinaten der Punkte für ungeladene und geladene Teilchen wurden ausgemessen und anschließend in ein Koordinatensystem relativ zum Punkt der ungeladenen Teilchen transformiert. Für alle Filme ergaben sich deckungsgleiche Parabeln mit Abweichungen von maximal 0.2 mm. An jedem Punkt (x,y) der Parabel wurde die Teilchendichte in einer Einheitsfläche von 10^{-4} mm^2 ausgezählt, so daß neben der Zusammensetzung des Ionenstrahls auch die Teilchendichtekurven $N(x,y)$ als Funktion des Druckes in der Entladekammer ermittelt wurden. Um aus den Kurven $N(x,y)$ die Energieverteilung $N(W) dW$ zu erhalten, mußten drei Umrechnungen durchgeführt werden.

1) Um aus der Position (x,y) auf der Parabel die Energie ermitteln zu können, mußte die Kalibrierung des Spektrometers mit Hilfe von Ionen bekannter Energie vorgenommen werden. Dies geschah am Ionenimplantator des Instituts für angewandte Physik der Universität Erlangen - Nürnberg. Für mehrere Punkte bekannter Energie von H^+ - und H_2^+ -Ionen wurden die Koordinaten auf den Ionenfilmen bestimmt. Die Energiewerte aller anderen Parabelorte wurden durch Interpolation entsprechend der Energieabhängigkeit der Koordinaten von $x \sim W^{-1/2}$ und $y \sim W^{-1}$ ermittelt (siehe III.4.).

2) In der Energieverteilung $N'(W) dW$ sind die Teilchenzahlen auf konstante Energieintervalle bezogen. Die Auszählung erfolgte jedoch für konstante Flächenelemente, denen unterschiedliche Energieintervalle entsprechen. Die Kurven $N(x,y)$ waren also auf die Energieabhängigkeit der Flächenelemente dA zu korrigieren:

$$N'(W) dW = N(x,y) \frac{dA}{dW} = N(x,y) \frac{dx dy}{dW}$$

Dabei ist

$$x = \frac{c_x}{(m W)^{1/2}} \text{ also } dx = \frac{-c_x}{2 m^{1/2} W^{3/2}} dW$$

und

$$y = \frac{c_y}{W} \text{ also } dy = \frac{-c_y}{W^2} dW$$

Für $N'(W) dW$ ergibt sich also

$$N'(W) dW = N(x,y) \frac{\frac{1}{2} \pi \frac{1}{k^2} \frac{1}{W^2} dW}{\frac{1}{2} \pi \frac{1}{k^2} \frac{1}{W^2} dW}$$

$$N'(W) dW = N(x,y) \frac{c_x c_y}{\frac{1}{2} \pi \frac{1}{k^2} \frac{1}{W^2} dW} dW$$

Die Werte für c_x und c_y ergaben sich aus der Kalibrierung zu:

$$c_x = 290.7 \text{ mm keV}^{-1/2}$$

$$c_y = 825.4 \text{ mm keV}$$

Das Energieintervall dW , auf das sich $N'(W)$ bezieht, ist immer 1 keV.

3) Die Normierung für $N(W) dW$ ergibt sich aus der Gesamtteilchenzahl N pro Parabel, die man durch Integration von $N(x,y)$ über die gesamte Parabelfläche erhält:

$$N(W) dW = \frac{\int N(x,y) dA}{\int N'(W) dW} \cdot N'(W) dW$$

Die durch Umrechnung aus $N(x,y)$ erhaltenen Kurven für $N(W) dW$ von H^+ und H_2^+ sind für fünf verschiedene Druckwerte in den Abb. 15 bis 18 dargestellt. In Abb. 15 sind die Kurven für H^+ bei 10 Pa und H_2^+ bei 2.1 Pa zusammengefaßt. Bei diesen Druckwerten tritt jeweils nur eine Ionensorte auf. Die Energieachse hat für H^+ - und H_2^+ -Ionen einen unterschiedlichen Meßstab. Die gleiche Abszissenwert den Drücken für H^+ und H_2^+ bedeutet, daß an diesem Punkt beide Ionen gleiche Geschwindigkeit haben. Vergleicht man die Kurven für H^+ - und H_2^+ -Ionen bei gleichem Druck, so kann man eine sehr große Ähnlichkeit feststellen, d. h. die Energieverteilungen für Teilchen gleicher Geschwindigkeit sind nahezu identisch.

Die in der Ionenelektrode beschleunigten H_2^+ -Ionen können bis auf die doppelte Generatorspannung beschleunigt werden (siehe IV. 1.1.). Das entspricht einer Maximalenergie von ca. 11 MeV für H_2^+ -Ionen. Tatsächlich wird diese in den Energieverteilungskurven beobachtet.

Über die Spannungsabhängigkeit von $N(W) dW$ kann nichts ausgesagt werden. Es wurde immer mit 35 kV Ladesspannung des Marxgenerators gearbeitet. Die auftretenden Änderungen der Spannung von Entladung zu Entladung lagen bei ca. 10 %.

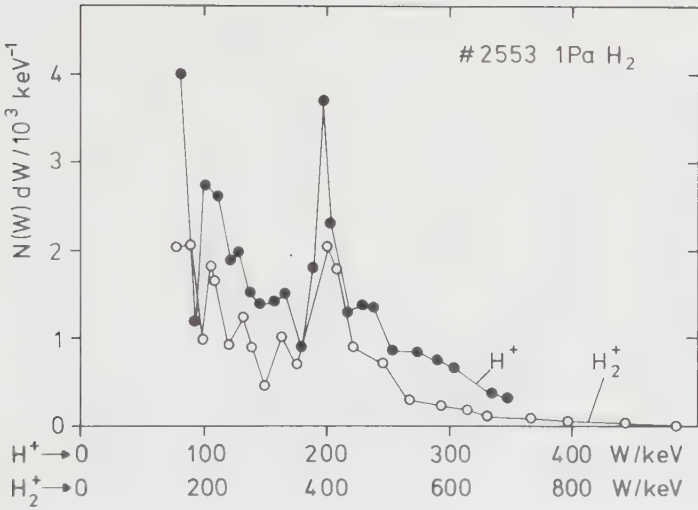


Abb. 15: Energieverteilung $N(W)dW$ von H⁺- und H₂⁺-Ionen für den Druck von 1 Pa (H₂-Gas)

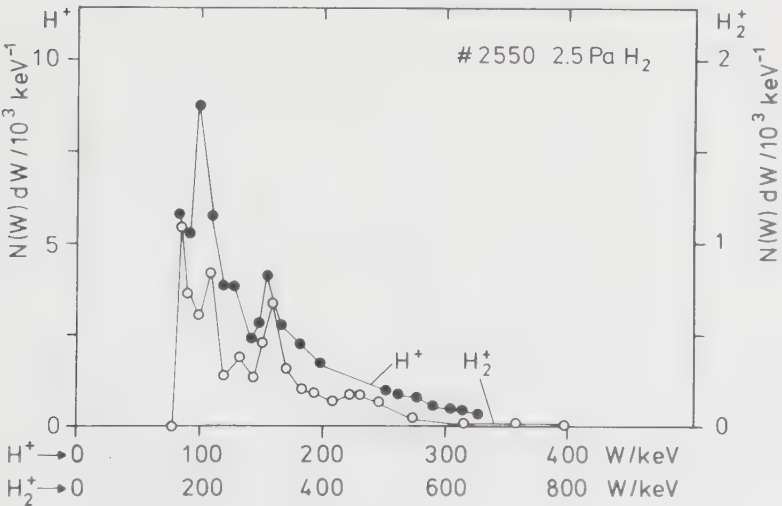


Abb. 16: Energieverteilung $N(W)dW$ von H⁺- und H₂⁺-Ionen für den Druck von 2.5 Pa (H₂-Gas)

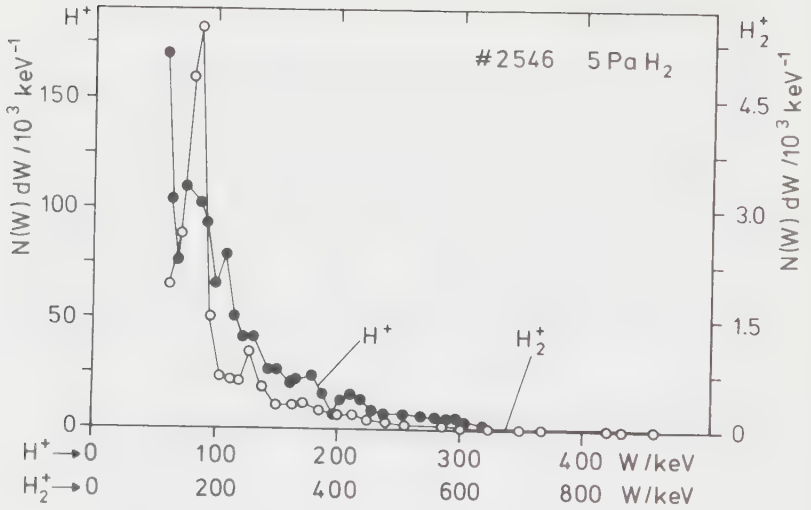


Abb. 17: Energieverteilung $N(W)dW$ von H^+ - und H_2^+ -Ionen für den Druck von 5 Pa (H_2 -Gas)
 ● : H^+ -Ionen; ○ : H_2^+ -Ionen

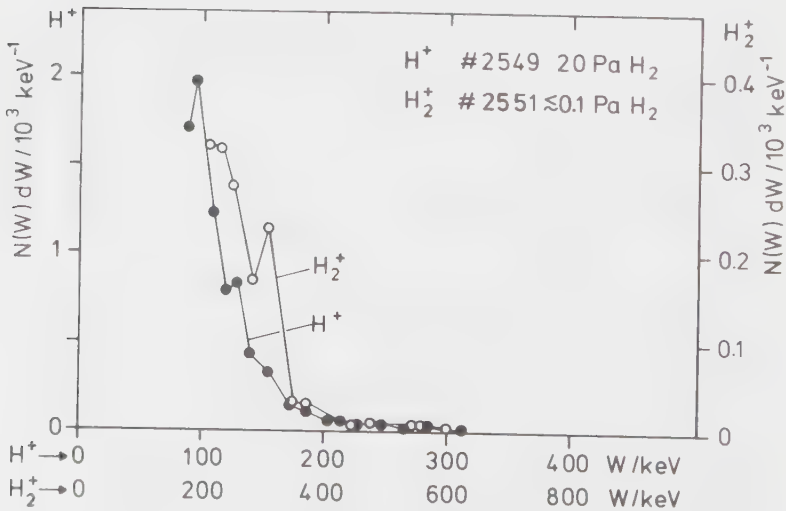


Abb. 18: Energieverteilungen $N(W)dW$ von H^+ -Ionen für 20 Pa (●) und von H_2^+ -Ionen für 0.1 Pa (○)

2.3. Ionenflächendichten

Aus dem Wert von $\int N(x,y) dA$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Fläche der Eintrittsblende des Spektrometers die pro Schuß nachgewiesene Ionenflächendichte n_A . Abb. 19 zeigt die Abhängigkeit von n_A für die Ionensorten H^+ und H_2^+ als Funktion des Druckes p im Entladegefäß. Es existiert jeweils ein Maximum für die integrale Teilchendichte pro Schuß. Bei niedrigen Drucken (< 0.1 Pa) liegen im Ionenstrahl nur H_2^+ -Ionen vor und bei höheren Drucken (≥ 15 Pa) läßt sich nur H^+ nachweisen. Die Fehlerbalken bei 5 Pa und 10 Pa zeigen die Schwankungsbreite an, innerhalb der sich die Ergebnisse reproduzieren ließen. Die große Schwankungsbreite bei 10 Pa erklärt sich daraus, daß die Entladekammer nicht mehr richtig funktionierte. Sie wurde im Verlauf der Messungen mechanisch zerstört.

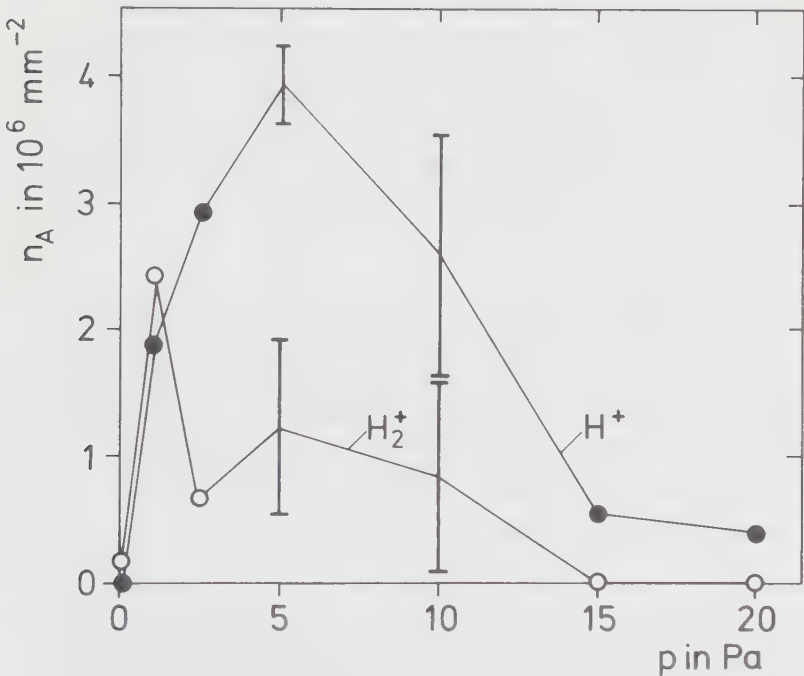


Abb. 19: Abhängigkeit der Ionenflächendichten n_A für H^+ - und H_2^+ -Ionen vom Druck

Die Teilchenflächendichten n_A gelten für einen Energiebereich, der von der unteren Nachweisgrenze des verwendeten Ionenfilms CN 85 abhängt. In der folgenden Zusammenstellung sind die minimalen nachgewiesenen Energien W_F für H^+ - und H_2^+ -Ionen angegeben:

	$W_F(H^+) \text{ in keV}$	$W_F(H_2^+) \text{ in keV}$
#2546	57	123
#2547	75	150
#2548	65	-
#2549	78	-
#2550	77	138
#2552	71	-
#2553	70	104
#2554	64	-

Durch Mittelwertbildung ergeben sich die unteren Nachweisgrenzen zu $70 \pm 12 \text{ keV}$ für H^+ -Ionen und ungefähr 130 keV für H_2^+ -Ionen (dreifache statistische Sicherheit). Die kleinsten Energiewerte in den Energieverteilungsfunktionen (Abb. 15 bis 18) von ca. 100 keV für H^+ -Ionen und ca. 200 keV für H_2^+ -Ionen sind etwas höher als diese unteren Nachweisgrenzen des Films, da für Energien nahe dieser Grenze die Anzahl der vorhandenen Spuren nicht mehr auszählbar war.

Die Nachweisgrenzen des Films hängen im wesentlichen vom Entwicklungsprozeß der Filme ab /Kodak/. Es war deshalb wichtig, der Entwicklung besondere Beachtung zu schenken. Eine Verschiebung der oberen Grenze der nachgewiesenen Ionenenergien konnte bei Veränderung des Entwicklungsprozesses nicht festgestellt werden. Diese Obergrenze ist also im Gegensatz zur unteren Grenze der Ionen nicht entwicklungsbedingt, sondern liefert eine hochenergetische Grenze der erzeugten Ionen.

2.4. Erklärung der Ergebnisse

Die Ähnlichkeit der Energieverteilungen für H^+ - und H_2^+ -Ionen, die Ionenflächendichten und die Druckabhängigkeit des Verhältnisses H^+ zu H_2^+ lassen sich qualitativ durch folgenden Ionisierungs- und Beschleunigungsvorgang deuten:

In der Ionenquelle des Entladesystems entstehen wegen ihrer geringeren Ionisierungsenergie gegenüber H^+ -Ionen bevorzugt H_2^+ -Ionen. Dieser Effekt ist in Gasentladungen bekannt /McC 61, McC 62, Gra 62/. Die Zahl der gebildeten Ionen ist druckabhängig. Ab 0.1 Pa steigt mit zunehmendem Druck die integrale Ionendichte n_A und ab 10 Pa reduziert Rekombination in der Gasstrecke von ca. 10 cm hinter der Entladekammer die Zahl der Ionen. Dies erklärt die Maxima der n_A -Kurven in Abb. 19.

Beim Durchfliegen der Niederdruckgasstrecke hinter der Entladekammer dissoziieren die H_2^+ -Ionen bei niedrigem Druck nicht, bei mittlerem Druck teilweise und bei hohem Druck vollständig. Das liegt daran, daß die Summe der Wirkungsquerschnitte WQ für mögliche Dissoziationsreaktion von H_2^+ im Energiebereich von 100 keV bis 1000 keV Werte zwischen $5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ und $1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ annimmt /Bar 77/. Deshalb ergeben sich für die mittlere freie Weglänge L_{diss} der Dissoziationsreaktionen nach der Formel $L_{\text{diss}} = 1 / (n \text{ WQ})$ in Abhängigkeit der Teilchendichte n die in folgender Tabelle zusammengestellten Werte:

p (in Pa)	n (in cm^{-3})	L_{diss} für 100 keV H_2^+ (in cm) WQ = $5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	L_{diss} für 1 MeV H_2^+ (in cm) WQ = $1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
0.1	$3 \cdot 10^{13}$	67	333
1.0	$3 \cdot 10^{14}$	6.7	33
20	$6 \cdot 10^{15}$	0.3	1.7

Die Umladung von H_2^+ zu H_2 und von H^+ zu H spielt nur bei niederenergetischen Ionen ($\approx 100 \text{ keV}$) und hohem Druck ($> 10 \text{ Pa}$) eine Rolle, da die Wirkungsquerschnitte für Umladungsreaktionen nur dann ausreichend hohe Werte annehmen /Bar 77/.

Bei der Dissoziation bleibt die Energieverteilung erhalten, die Energieachse verschiebt sich entsprechend der sich ändernden Masse um einen Faktor zwei. Die Geschwindigkeit der Ionen bleibt erhalten.

Andere Beschleunigungsmechanismen, wie z. B. die Erzeugung und Beschleunigung von H^+ -Ionen und anschließende Anlagerung von zwei H^+ -Ionen unter Elektroneneinfang zu einem H_2^+ -Ion, lassen sich bei Betrachtung der Wirkungsquerschnitte für Dreierstoßprozesse ausschließen.

3. Experimente mit Metallfolien

Zweck der Experimente mit Metallfolien im Strahlengang von Ionen aus gepulsten Gasentladungen war die Bestimmung der radialen Dichteverteilung der Ionen und ihres Maximums, d. h. die Bestimmung der Ionenflächendichte als Funktion des Abstandes vom Strahlzentrum. Weiterhin läßt sich aus der gewonnen Halbwertsbreite des Ionenstrahls seine Divergenz errechnen. Im Folgenden ist mit der Dichte des Ionenstrahls immer seine Flächendichte in der Einheit Ionen pro mm^2 gemeint.

3.1. Mögliche radiale Dichteverteilungen

Der Ionenstrahl der beschriebenen Gasentladungen kann im wesentlichen zwei Typen von Intensitätsverteilungen annehmen: die radiale Dichteverteilung kann ein Gauß- oder Bennett-Profil aufweisen.

Beim Bennett-Profil ist Voraussetzung, daß der Ionenstrahl nicht stromneutralisiert ist, d. h., daß er sich in seinem Eigenmagnetfeld durch den magnetischen Druck auf die bewegten Ladungen zusammenschnürt /Ben 34, Ben 55, Wen 81, Düm 83/. Als Gleichgewichtszustand zwischen magnetischem und kinetischem Druck wird durch Kleinwinkelstreuung an den Gasatomen ein Bennett-Profil der Stromdichte erreicht, das folgende Gestalt hat /Bri 76, Lee 76, Düm 83/:

$$j(r,t) = \frac{I}{\pi a(t)^2} \left[1 + \left(\frac{r}{a(t)} \right)^2 \right]^{-2}$$

Hierbei ist $a(t)$ der zeitabhängige Strahlradius und I der Strom. Der Radius $a(t)$ vergrößert sich gemäß dem Zuwachs der Ionen an transversaler kinetischer Energie durch Streuung. Unter der Voraussetzung, daß die Ionengeschwindigkeiten als Funktion des Strahlradius konstant sind, entspricht ein Bennett-Profil der Stromdichte einem solchen der Teilchenflächendichte (siehe IV. 3.3., Abb. 23).

Der Ionenstrahl hat ein Gauß-Profil, wenn er eine Zunahme der transversalen Ionenenergien nur durch statische Stoßprozesse erfährt und kein kompensierender Effekt dem statistischen Einfluß der Streuung entgegenwirkt.

Ein Ionenstrahl geringen Stromes und geringer Stromdichte sowie ein ladungs- und stromneutralisierter Ionenstrahl hoher Stromdichte ($\approx \text{kA/cm}^2$) sollten folglich ein Gauß-Profil aufweisen.

3.2. Durchführung der Experimente

Der prinzipielle Versuchsaufbau zur Bestimmung der radialen Dichteverteilung des Ionenstrahls ist in Abb. 20 dargestellt. Die Ionen aus der Entladekammer durchflogen eine Gasstrecke von 305 mm, in der in allen Fällen der gleiche Druck von 5 Pa herrschte wie im Entladesystem. Nach dieser Gasstrecke trafen die Ionen ohne vorherige Ausblendung im Niederdruckgas auf metallische Absorberfolien. Entsprechend ihrem Energieverlust und ihrer Reichweite in den Folien wurden sie geschwächt und mit ionenempfindlichem Film CN 85 nachgewiesen. Auf den Filmen wurde die Ionendichte als Funktion des Abstands r vom Zentrum ausgezählt. Dies ist im allgemeinen nur im Randbereich des Strahls möglich, da der Kernbereich wegen zu großer Ionendichte den Nachweisfilm überbelichtete und ein Auszählen der Ionenspuren folglich nicht mehr möglich war. Die Abschwächung durch die Folien diente unter anderem dazu, diesen überbelichteten Kern-

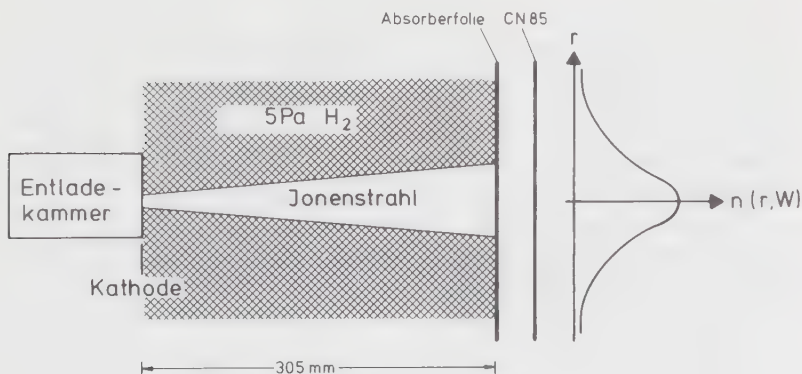


Abb. 20: Schematische Darstellung der Experimente mit Metallabsorberfolien zur Bestimmung der radialen Dichteverteilungen $n(r, W)$. Absorberfolie und Nachweisfilm lagen direkt aufeinander, um Strahlverbreiterung durch gestreute Ionen auf der Flugstrecke zum Film zu vermeiden.

bereich zu verkleinern. Eine Strahlverbreiterung durch Streuung wurde dadurch vermieden, daß die Absorberfolie direkt auf dem Nachweisfilm lag.

Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung der verwendeten Absorberfolien und der Energiewerte $W_{\min} + W_F$, die Protonen mindestens haben müssen, um die Folie durchqueren und anschließend nachgewiesen werden zu können. W_F ist dabei die untere Nachweisgrenze des Ionenfilms für Protonen von 70 keV. Die Energieverlust- und Reichweitedaten stammen aus /Nor 70/.

Folienkombination	$W_{\min} + W_F$ für H^+ (in keV)	Energieverlust in Al (in keV)	Energieverlust in Ni (in keV)
0.7 μm Al	122	52	-
1.4 μm Al	228	158	-
2.1 μm Al	295	225	-
1.5 μm Ni	372	-	302
0.7 μm Al + 1.5 μm Ni	417	52	295
1.4 μm Al + 1.5 μm Ni	496	158	268
2.5 μm Ni	541	-	471

Der Anteil der H_2^+ -Ionen am Strahl dissoziiert beim Durchqueren der Absorberfolie in Protonen der halben Energie. H_2^+ -Ionen müssen also mindestens den doppelten ($W_{\min} + W_F$) - Wert von Protonen haben, um die Absorberfolie zu durchqueren und nachgewiesen zu werden.

Um festzustellen, welche mathematische Funktion den Dichteverteilungskurven zugrunde liegt, wurden die Kurven mit einem Programm aus /Düm 83/ gefittet. In Abb. 21 ist ein Gauß- und ein Bennettfit für eine radiale Dichteverteilung gezeigt, wobei ersterer eine befriedigendere Übereinstimmung mit den Meßpunkten liefert. Im Folgenden wurden Meßkurven deshalb immer mit Gaußansätzen gefittet.

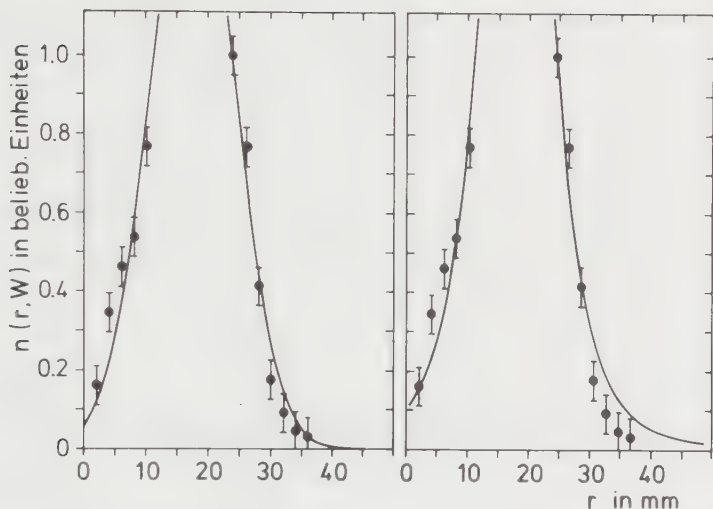


Abb. 21: Vergleich der Gauß- und Bennettfits derselben Meßpunkte für die radiale Dichteverteilung $n(r, W)$. Links ist der Fit mit einem Gaußprofil dargestellt. Er gibt den Verlauf der Meßpunkte besser wieder als der Bennettfit rechts.

3.3. Ergebnisse

In Abb. 22 sind radiale Dichteverteilungen mit den zugehörigen Gaußfits gezeigt. Zu den Ionendichten tragen jeweils Teilchen aller Energien größer $W_{\min} + W_F$ bei. Aus den Kurven lassen sich Werte für die Halbwertsbreite, die Energieverteilung und die maximale Ionendichte im Strahlzentrum gewinnen. Bildet man die Differenzen der Kurven, so erhält man diese Resultate jeweils für ein Energieintervall zwischen zwei benachbarten Werten von $W_{\min} + W_F$. In Abb. 23 ist die Halbwertsbreite der voneinander subtrahierten Kurven als Funktion der Ionenenergie dargestellt. Sie erweist sich als energieunabhängig und hat den Wert 17 ± 1 mm. Eine grobe Energieverteilung ergibt sich aus der Subtraktion der Maxima der Verteilungen. Ihre Auflösung in der Energie entspricht jeweils der Differenz der $(W_{\min} + W_F)$ - Werte. In Abb. 24 ist diese Verteilung gegen die Teilchenenergie aufgetragen. Der maximale Energiewert von 540 keV entspricht der 2.5 μ m Ni-Folie. Auf eine Auswertung der Energieverteilung für $E > 540$ keV wurde wegen der Unsicherheit der oberen Energiegrenze verzichtet.

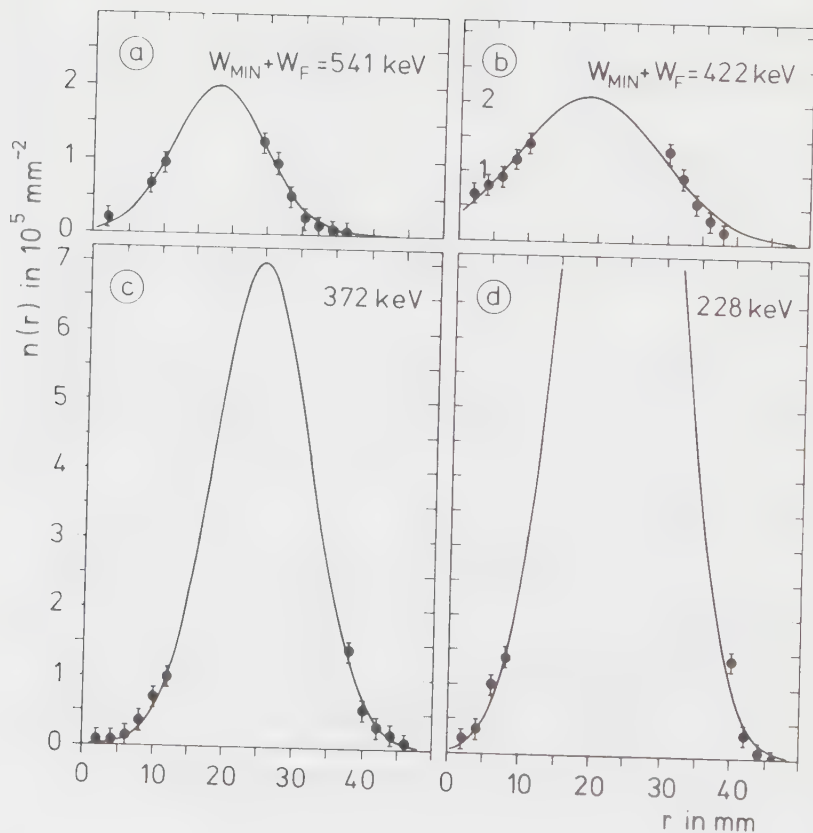


Abb. 22: Radiale Dichteverteilungen $n(r)$ für vier verschiedene Werte von $W_{\text{MIN}} + W_{\text{F}}$

a) $W_{\text{MIN}} + W_{\text{F}} = 541 \text{ keV}$

c) $W_{\text{MIN}} + W_{\text{F}} = 372 \text{ keV}$

b) $W_{\text{MIN}} + W_{\text{F}} = 422 \text{ keV}$

d) $W_{\text{MIN}} + W_{\text{F}} = 228 \text{ keV}$

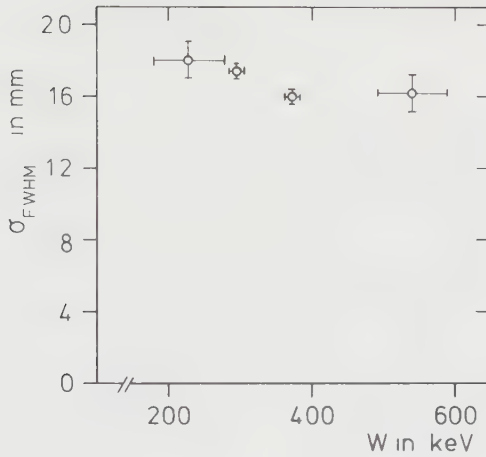


Abb. 23: Halbwertsbreite des Ionenstrahls als Funktion der Ionenenergie. Als Mittelwert ergibt sich unabhängig von der Energie 17 ± 1 mm.

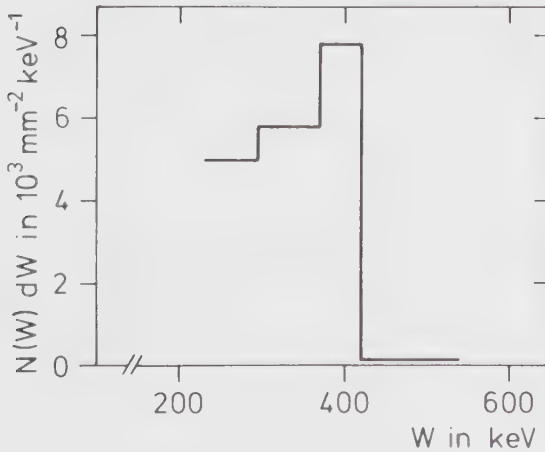


Abb. 24: Energieverteilungsfunktion aus den Maxima der radialen Dichteverteilungen.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse für die maximale Ionenflächendichte und die daraus errechneten Werte von Abb. 24 zusammengestellt.

#	$W_{\min} + W_F$ (in keV)	$n_{\max}$ (in mm^{-2})	Absorberfolie	ΔW (in keV)	$N(W)$ (in $\text{mm}^{-2}\text{keV}^{-1}$)
2537	228	$14.77 \cdot 10^5$	1.4 μm Al	67	$5.00 \cdot 10^3$
2540	295	$11.42 \cdot 10^5$	2.1 μm Al	77	$5.79 \cdot 10^3$
2536	372	$6.96 \cdot 10^5$	1.5 μm Ni	50	$7.80 \cdot 10^3$
2539	422	$2.10 \cdot 10^5$	0.7Al + 1.5Ni	119	$0.13 \cdot 10^3$
2538	541	$1.95 \cdot 10^5$	2.5 μm Ni		

Die Werte von $(W_{\min} + W_F)$ gelten für Protonen. Die untere Energiegrenze für H_2^+ -Ionen ist wie oben erwähnt ungefähr gleich dem doppelten $(W_{\min} + W_F)$ - Wert von Protonen.

3.4. Divergenz des Ionenstrahls

Bei bekannter Entfernung der Nachweisfilme des oben beschriebenen Experiments von der Ionenquelle läßt sich aus der konstanten Halbwertsbreite von 17 ± 1 mm eine energieunabhängige Divergenz des Ionenstrahls errechnen. Die Definition der Divergenz ist aus Abb. 25 ersichtlich. Sie ist

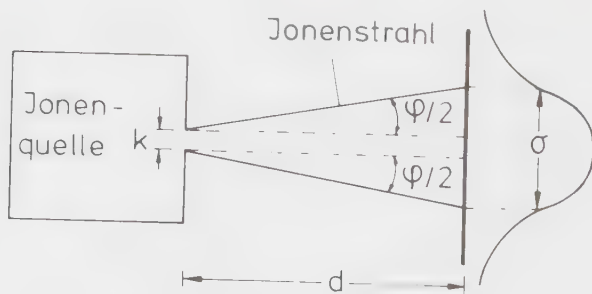


Abb. 25: Erklärung zur verwendeten Definition von Strahldivergenz
 $\varphi/2$: halber Öffnungswinkel des Strahls
 σ : Halbwertsbreite des Strahls
 d : Abstand Kathode - Nachweisfilm
 k : Durchmesser der Kathodenbohrung

der Winkel, um den sich der Strahl entlang der bekannten Strecke zwischen Kathode der Ionenquelle und der Filmebene aufweitet:

$$\varphi = 2 \arctg \frac{\frac{\bar{\sigma} - k}{2}}{d}$$

mit $\bar{\sigma} = 17 \pm 1$ mm, $k = 3$ mm (Kathodenlochdurchmesser) und $d = 305$ mm ergibt sich für φ ein Wert von $2.6^\circ \pm 0.2^\circ$.

Meßungen der Divergenz des Ionenstrahls bei niedrigeren Entladeenergien an der Stoßleistungsanlage "Pulsator" ergaben kleinere Werte /Bog 83-2/. Die verwendete Entladegeometrie war in der Nachbeschleunigungseinheit um eine Einheit Isolator plus Elektrode kürzer und es wurden keine Widerstände parallel zur Nachbeschleunigung verwendet. Die Divergenz von Protonen mit Energien größer ca. 100 keV wurde in diesem Experiment zu einem Grad bestimmt.

4. Rutherford - Streuung

4.1. Zweck und Aufbau des Experiments

Wie in Kapitel III. 7. erwähnt, dient die Methode der Rutherford-Streuung beim Ionennachweis dazu, zu hohe Ionenintensitäten definiert abzuschwächen. Mit Hilfe dieser Methode sollte die Ionendichte im Zentrum des Strahls durch Nachweis auf ionenempfindlichem Film nach Abschwächung durch Streuung direkt auswertbar, d. h. auszählbar, gemacht werden. In IV. 3. konnte nur über Fitkurven auf die Flächendichte des Ionenstrahls in seinem Zentrum geschlossen werden.

In Abb. 26 ist der prinzipielle Aufbau für dieses Experiment dargestellt. Der Ionenstrahl durchfliegt eine Niederdruckgasstrecke von 300 mm, bevor er auf eine Spaltblende von 0.4 mm Breite trifft. Direkt hinter der Blende befindet sich die Streufolie, eine 1.5 μ m dicke Nickelfolie. In 3 mm Abstand dahinter liegt der Nachweisfilm. Es wurde Sorge getragen, daß dieser Abstand von 3 mm, der den Streuwinkel definiert, über die ganze Spaltfläche konstant war.

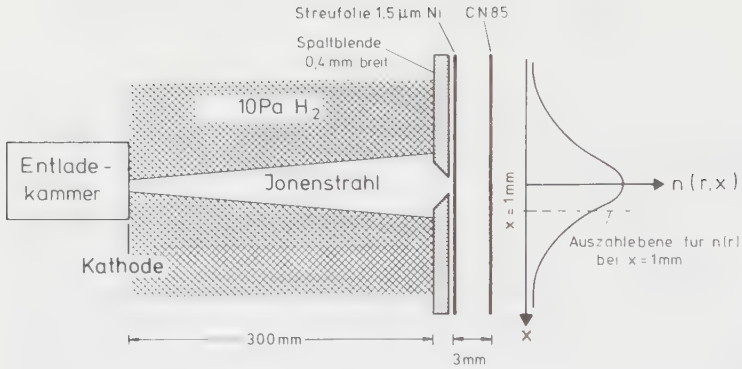


Abb. 26: Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Bestimmung der Ionenanzahl nach Abschwächung durch Rutherfordstreuung.

4.2. Auswerteverfahren

In das Auswerteverfahren geht als Näherung ein, daß die Spaltblende von einem Ionenstrahl getroffen wird, dessen Intensität über einer Fläche konstant ist, deren Durchmesser der gemessenen Halbwertsbreite von 17 mm entspricht. Der Ionenstrahl wird also mit einer Rechteckverteilung angenähert. Der Fehler, den man durch eine zu große Ionendichte im Innern des Rechtecks macht, wird weitgehend durch das Weglassen der äußeren Ionenanteile kompensiert.

Die Ionendichte auf dem Nachweisfilm CN 85 wurde längs des Spaltes, 1 mm von der Längsachse des Spaltes entfernt, ausgezählt. Der ausgezählte Bereich konnte nur von gestreuten Teilchen getroffen werden. Abb. 27 zeigt das Resultat. Die Koordinate r verläuft parallel zur Längsachse des Spaltes. Die durchgezogene Kurve stellt einen Fit der Meßpunkte mit einem Gaußprofil dar. Die Teilchendichte von $2,6 \cdot 10^4 \text{ mm}^{-2}$ im Maximum der Kurve ist um einen berechenbaren Faktor gegenüber der ungestörten Dichte reduziert (vgl. Abb. 23). Eine Überbelichtung des Films wurde so verhindert.

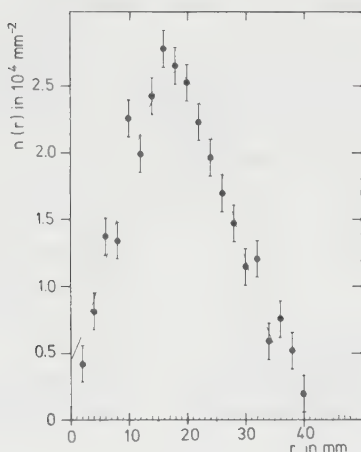


Abb. 27: Auf dem Ionenfilm ausgezählte Teilchendichte beim Rutherfordexperiment. Die Teilchendichte wurde für $x = 1$ mm (siehe Abb. 26) parallel zum Spalt ausgezählt. Die durchgezogene Kurve stellt einen Fit der Meßpunkte mit einem Gaußprofil dar.

4.3. Berechnung des Abschwächungsfaktors

Zur Berechnung des Abschwächungsfaktors durch die Streuung in der Folie legt man sich zuerst auf einen Punkt bekannter gestreuter Intensität fest (ΔF). Dies ist der Punkt im Maximum der gestreuten Verteilung, 1 mm im Schattenbereich der Blende, mit einer Ionendichte von 2.6 pro Einheitsfläche von 10^{-4} mm^2 . Zur Intensität auf dieser Zielfläche tragen an allen Stellen des Spaltes gestreute Teilchen bei. Um den Anteil jeder Spaltstelle zu erfassen, wird die vom Strahl getroffene Fläche der Streufolie von $17 \text{ mm} \cdot 0.4 \text{ mm}$ in Flächenelementen der Größe 10^{-4} mm^2 unterteilt (ΔA_{ij}). Der Beitrag jedes Folienelementes zur Ionendichte auf dem Zielelement wird berechnet und über alle Elemente summiert (*). Dazu wird der Streuwinkel als Funktion der Lage des Streuelementes im Raster der $1700 \cdot 40$ Elemente bestimmt (**) und die Rutherford-Streuformel als Summe über alle Flächenelemente aufgestellt (***). Nach Auflösen der erhaltenen Gleichung nach der Primärintensität bei bekannter Streuintensität und bekannten geometrischen Abmessungen läßt sich diese errechnen. Als Ergebnis erhält man demnach die Teilchenanzahl, die pro Puls der Entladung

durch die Streufolie gegangen ist und damit die Ionenflächendichte im Strahlzentrum für Ionenenergien, die größer sind als $(W_{\min} + W_F)$. Mit diesem Ergebnis lassen sich die Daten für die Ionendichte aus den gefiteten Dichteverteilungen (siehe IV. 3.3.) überprüfen.

Für die Streueignisse gilt folgende Formel

$$N' = K N_o \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega$$

$$K = \frac{A \rho d}{M_{\text{Mol}}}$$

mit N' : Zahl der gestreuten Teilchen
 K : Zahl der Targetatome pro cm^2
 N_o : Zahl der einfallenden Teilchen
 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$: Wirkungsquerschnitt
 $\Delta\Omega$: Raumwinkel des Detektors
 A : Loschmidt-Zahl
 ρ : Dichte
 d : Targetdicke
 M_{Mol} : Target-Molmasse

Für ein Streufolien-Flächenelement ΔA_{ij} gilt dann

$$N_{ij} = K N_o \Delta\Omega_{ij} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\psi_{ij})$$

N_{ij} : sich für i, j ergebende gestreute Intensität

ψ_{ij} : Streuwinkel von ΔA_{ij} nach Zielelement ΔF

Nach Summation über alle ΔA_{ij} ergibt sich

$$N' = 2 K N_o \sum_{i=1}^{40} \sum_{j=1}^{850} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} (\psi_{ij}) \Delta\Omega_{ij} \right]$$

Die Primärintensität N_o ist dann

$$N_o = \frac{N'}{2 \cdot \sum_{i=1}^{40} \sum_{j=1}^{850} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} (\psi_{ij}) \Delta\Omega_{ij} \right]} \quad (*)$$

Für den Wirkungsquerschnitt gilt allgemein /Dar 14/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 E \sin^2 \psi} \right)^2 \frac{(M_2 \cos \psi + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \psi})^2}{M_2 \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \psi}}$$

Der Index 1 bezieht sich auf das Projektil, der Index 2 auf das Target.

$$e^2 = 1.44 \cdot 10^{-13} \text{ MeV cm}$$

Z : Ordnungszahl

E : Energie in MeV

M : Massenzahl

Für den Streuwinkel ψ_{ij} ergibt sich unter Berücksichtigung der Geometrie des Experiments:

$$\psi_{ij} = \arcsin \frac{10^{-6} + (0.08 + 10^{-3} i)^2}{0.9 + 10^{-6} i^2 + 10^{-6} j^2} \quad (**)$$

wobei i, j die Laufindizes für das Feld der $40 \cdot 1700$ Elemente sind.

Der Raumwinkel $\Delta\Omega_{ij}$ ist ebenfalls für alle ΔA_{ij} verschieden

$$\Delta\Omega_{ij} = \frac{l^2 \cos \bar{\varphi} \cos \psi_{ij}}{r^2}$$

l : Abstand vom Zielelement zur Projektion von ΔA_{ij} auf die Filmebene

$\bar{\varphi} = 19^\circ$ wird als näherungsweise konstant angesetzt

r : Abstand vom Zielelement ΔF zu ΔA_{ij}

Nach Einsetzen in eine für numerische Lösung optimierte Gleichung ergibt sich für die Primärintensität N_0 :

$$N_0 = \frac{N^1 E^2 9.553 \cdot 10^9}{\sum_{i=1}^{40} \sum_{j=1}^{850} \frac{(M + MM)^2 M}{C_{ij}^2 MM B_{ij}}} \quad (***)$$

Dabei sind:

$$j_M = 850$$

$$i_M = 40$$

$$x = 0.85 - 10^{-3} (j_M - j)^2$$

$$y = 0.12 - 10^{-3} (i_M - i)^2$$

$$B_{ij} = 0.09 + x + y$$

$$C_{ij} = \frac{x + y}{B_{ij}}$$

$$M = \sqrt{1 - C_{ij}}$$

$$MM = \sqrt{1 - \frac{C_{ij}}{K_2}}$$

$$K_2 = 3446.9$$

4.4. Ergebnis

Aus Gleichung (***) ergab sich für die Zahl N_0 der einfallenden Teilchen:

$$N_0 = 9.6 \cdot 10^6 \text{ Ionen}$$

Der Entladedruck war 10 Pa, die Ladespannung des Marxgenerators 35 kV. In die Rechnung geht eine mittlere Ionenenergie von 370 keV ein. Aus der vom Strahl getroffenen Blendenfläche von 6.8 mm^2 ergibt sich eine Dichte der Ionen mit Energien größer 370 keV von $1.4 \cdot 10^6 \text{ mm}^{-2}$ im Strahlzentrum. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem Ergebnis der radialen Dichteverteilung (siehe IV. 3.3. und V.).

V) Diskussion der Ergebnisse

Um verlässliche Aussagen über den Ionenstrahl aus einer gepulsten Gasentladung in Pseudofunkengeometrie zu gewinnen, wurden mehrere Meßmethoden angewendet. Aus den Parabelspektrometeraufnahmen wurden Zusammensetzung, Energieverteilung und Ionenflächendichte abgeleitet. Bei den Experimenten mit den metallischen Absorberfolien wurde auf die radiale Dichteverteilung mit der maximalen Ionendichte im Strahlzentrum, auf Divergenz und Halbwertsbreite geschlossen. Durch Verwendung von Folien unterschiedlicher Dicke konnte die Energieabhängigkeit der Ionendichten bestimmt werden. Die Abschwächung des Strahls mittels Rutherford-Streuung bestätigte diese Daten, die sich aus der Extrapolation der radialen Dichteverteilungen mit Gaußfits ergeben hatten.

Alle Aussagen gelten für Ionen, deren Energien eine untere Grenzenergie überschreitet. Diese untere Grenze ist für die H_2^+ -Ionen des Strahls doppelt so hoch wie für die H^+ -Ionen. Dies liegt daran, daß sich die H_2^+ -Ionen beim Durchgang der Ionen durch die in den Experimenten benutzten Folien verhalten wie Protonen der halben Energie, also gleicher Geschwindigkeit. Da die Energieverteilungen der beiden Ionensorten für solche Verhältnisse nahezu identisch sind, ist es folgerichtig, die absoluten Intensitäten und die Dichten so anzugeben, als bestünde der Ionenstrahl vor der Streu- bzw. Absorberfolie nur aus Protonen. Die Messungen der Flächendichte der Ionen nach IV. 3. und IV. 4. unterscheiden nicht, ob vor der Folie ein H_2^+ -Ion der Energie W oder zwei Protonen der Energie $W/2$ vorlagen.

Die Ionenflächendichte für den Strahl, der aus H^+ - und H_2^+ -Ionen besteht, unterscheidet sich je nach Mengenverhältnis der Ionensorten zueinander von den angegebenen Werten. Bei den vorliegenden Mengenverhältnissen von $\text{H}^+ : \text{H}_2^+$ wie 2 : 1 bis 7 : 1 ist die Korrektur der Ionendichten nur in der Größenordnung der Meßfehler. Auf eine solche Korrektur wurde deshalb verzichtet.

Die Reproduzierbarkeit der Entladungen verursacht den größten Teil der Streuung der vorgestellten und miteinander verglichenen Ergebnisse von ca. ± 30 %. Diese Streuung ist teilweise bedingt durch eine Änderung der Spannung auf der Übertragungsleitung von Entladung zu Entladung. Alle

Entladungen wurden mit 35 kV Ladespannung des Marxgenerators durchgeführt. Der Jitter im Zündzeitpunkt des pulsformenden Schalters führt jedoch zu Spannungsschwankungen an der Last. Ein weiterer wichtiger Grund für die Streuung ist die Alterung der Entladesysteme unter Einwirkung der Hochleistungspulse. Nach zehn bis 20 Entladungen kommt es zur Beschädigung von Glasisolatoren und das Verhalten der Entladesysteme wird sukzessive schlechter.

Die Genauigkeit der Aussagen und ihre Vergleichbarkeit sind also in diesem Rahmen zu betrachten.

In der folgenden Tabelle sind die verschiedenen Resultate für die Ionenflächendichte und die Anzahl der Ionen am Ort des Nachweises zusammengestellt. Die Anzahl der Ionen ergibt sich aus der Multiplikation der Flächendichte mit einer Kreisfläche, deren Durchmesser gleich der gemessenen Halbwertsbreite von 17 mm ist. Die Tabelle zeigt, daß die unterschiedlichen Meßmethoden im Rahmen des Fehlers vergleichbare Ergebnisse liefern.

Tabelle: Vergleich der Ionenflächendichten und der Ionenzahlen
am Ort des Nachweises

Experiment	Druck (in Pa)	Iondichte (in mm^{-2})	Ionenanzahl	$W_{\text{min}} + W_{\text{F}}$ (in keV)
Parabel- spektro- meter	10	$\text{H}^+ : 3.5 \cdot 10^6$	$7.9 \cdot 10^8$	70
		$\text{H}_2^+ : 1.6 \cdot 10^6$	$3.6 \cdot 10^8$	130
	5	$\text{H}^+ : 4.2 \cdot 10^6$	$9.5 \cdot 10^8$	70
		$\text{H}_2^+ : 1.9 \cdot 10^6$	$4.3 \cdot 10^8$	130
	5	$\text{H}^+ : 3.6 \cdot 10^6$	$8.2 \cdot 10^8$	70
		$\text{H}_2^+ : 0.5 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^8$	130
Metall- folien	5	$\text{H}^+ + \text{H}_2^+ : 1.5 \cdot 10^6$	$3.4 \cdot 10^8$	$\text{H}^+ : 228, \text{H}_2^+ : 450$
	5	$\text{H}^+ + \text{H}_2^+ : 1.1 \cdot 10^6$	$2.6 \cdot 10^8$	295, 590
	5	$\text{H}^+ + \text{H}_2^+ : 7.0 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^8$	372, 740
	5	$\text{H}^+ + \text{H}_2^+ : 2.1 \cdot 10^5$	$4.8 \cdot 10^7$	422, 840
	5	$\text{H}^+ + \text{H}_2^+ : 2.0 \cdot 10^5$	$4.4 \cdot 10^7$	541, 1080
Rutherford- experiment	10	$\text{H}^+ + \text{H}_2^+ : 1.4 \cdot 10^6$	$3.2 \cdot 10^8$	372, 740

Aus den Werten der Ionenflächendichten ergeben sich Stromwerte in der Größenordnung zehn Milliampere. Dabei ist eine Länge des Ionenpulses von 10 ns vorausgesetzt. Ohne Berücksichtigung von Umladung und Rekombination errechnen sich daraus Stromdichten in der Kathode der Entladesysteme von einigen Hundert Milliampere pro cm^2 . Auch mit dem in IV. 2.4. abgeschätzten Einfluß von Umladung, bzw. Rekombination dürfte die Kathodenstromdichte der Entladesysteme für den reproduzierbaren Strahlanteil den Wert 1 A/cm^2 nicht übersteigen.

Der gleiche Wert ergibt sich bei Anwendung des Langmuir-Child'schen Raumladungsgesetzes für den Fall des bipolaren Flusses auf die Nachbeschleunigungseinheit. Aus der Formel für den maximalen Ionenstrom

$$j_{\text{ion}}^{\text{max}} = 1.86 \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(2 \frac{e}{m_{\text{ion}}} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad \text{/Sud 81/}$$

errechnet sich mit $U = 500 \text{ kV}$ und $d = 7 \text{ cm}$ für $j_{\text{ion}}^{\text{max}}$ die obere Grenze von 1 A/cm^2 .

Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit für den reproduzierbaren Strahlanteil lassen unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen entlang der Flugstrecke Schlüsse auf die Erzeugung der Ionen zu. Es werden H_2^+ -Ionen erzeugt und beschleunigt. H^+ -Ionen entstehen erst auf dem Weg zum Nachweisexperiment aus den H_2^+ -Ionen. Die Stromdichte der Ionen nach der Nachbeschleunigungseinheit der Entladesysteme von maximal 1 A/cm^2 ist verträglich mit der Behinderung der Ionenbeschleunigung durch Raumladungen im Fall des bipolaren Flusses von Ionen und Elektronen.

Die maximal nachgewiesenen Ionenenergien von 1000 keV für H_2^+ -Ionen deuten daraufhin, daß der Beschleunigungsvorgang im Entladesystem tatsächlich so verläuft, wie es in IV. 1.1. und teilweise in /Bog 83/ beschrieben wurde. In beiden Teilen der Systeme, in der Ionenquelle und in der Nachbeschleunigungseinheit herrschen hohe Feldstärken für genügend lange Zeit, um H_2^+ -Ionen beschleunigen zu können.

VI) Ausblick

Die Tatsache, daß in manchen der gemessenen Energieverteilungskurven Maxima bei Energien auftreten, die dem einfachen Generatorpotential entsprechen und die Tatsache, daß die Energieverteilungskurven zu hohen Energien hin abfallen, liegt daran, daß die Zeitfenster, in denen Ionenquelle und Nachbeschleunigungseinheit Ionen beschleunigen können noch nicht optimal aufeinander abgestimmt waren. Die Anpassung der beiden Komponenten aneinander sollte zeitlich und räumlich so gewählt werden, daß die Energieverteilungskurven ihr Maximum bei dem Wert haben, der dem doppelten Generatorpotential entspricht. Dazu dient auch das notwendige Verhindern des Zusammenbruchs der Nachbeschleunigungsspannung.

Das verlässliche Auftreten der hier als "unreproduzierbarer Strahlanteil" bezeichneten Komponente des Ionenstrahls ist sicherlich gekoppelt mit einem symmetrischeren Funktionieren der Triggereinheit. Auf Grund der hohen Ströme innerhalb der Entladesysteme ist auch ein stromstärkerer, extrahierbarer Ionenstrahl zu erwarten, wie er in /Sch 83-2/ schon beobachtet wurde. Über diese nicht unwidersprochenen Untersuchungen hinaus sind in näherer Zukunft neue Ergebnisse bezüglich Stromstärke und -dichte, Reproduzierbarkeit durch verbesserte Triggerung und Vorionisierung und bezüglich Pinchverhalten des "unreproduzierbaren Strahlanteils" zu erwarten /Sch 84-2/.

Um weitere Kenntnisse über den Ablauf der Entladungen an Stoßleistungsanlagen gewinnen zu können, sollte die energiereiche elektromagnetische Strahlung, die eventuell im Vakuumultraviolettbereich liegt, besser untersucht werden, als es im Rahmen dieser Arbeit möglich war. Wichtige Aussagen dürften auch Experimente mit den Elektronen aus hier verwendeten Entladegeometrien liefern. Sicherlich lassen sich mit Hilfe solcher Untersuchungen Aussagen machen über den Zusammenhang von Entladungen an Stoßleistungsanlagen mit konventionellen Pseudofunkenentladungen.

ANHANG: ENTWICKLUNG VON STOSSL EISTUNGSANLAGEN

A) ESLA I - "Pulsator"

1) Prinzipieller Aufbau

Im Zuge der Experimente mit Gasentladungen in Pseudofunkengeometrie an der Stoßleistungsanlage "Pollux" des Kernforschungszentrums Karlsruhe wurde auch an unserem Institut eine Stoßleistungsanlage errichtet. Die gespeicherte Energie wurde mit 1.5 kJ so gewählt, daß sie eine Größenordnung unter der der Anlage "Pollux" liegt, die eine gespeicherte Energie von 16 kJ bei 85 kV Ladespannung hat und bei 100 ns Pulslänge eine Leistung von 120 GW erreicht. An der Erlanger Stoßleistungsanlage I (ESLA I), die den Namen "Pulsator" erhielt, konnten zu den in dieser Arbeit berichteten Experimenten bei niedrigen Leistungen in den Jahren 1981 bis 1984 Vorexperimente und Tests mit den an der Anlage "Pollux" eingesetzten Entladesystemen durchgeführt werden. Weitere Versuchsreihen an "Pulsator" wurden von Boggasch /Bog 83/, Hartmann /Bog 83-2, Har 85/ und Schultheiss /Bit 82-3, Sch 83-2/ ausgeführt.

Die Anlage "Pulsator" entspricht in Prinzip und Aufbau den in Kapitel II. 1. dargestellten Gesichtspunkten. Sie ist in Abb. 28 als Blockdiagramm dargestellt. Die kapazitiv im Marxgenerator gespeicherte Energie wird auf einen zylindrischen, coaxialen Wasserkondensator übertragen, dessen Länge einer Laufzeit des Pulses von 50 ns entspricht. Durch das Zünden des pulsformenden Schalters wird ein Puls von 100 ns Dauer und maximal 10 GW Leistung geformt /Bog 83/. Dieser wird durch eine Übertragungsleitung mit gleichem Wellenwiderstand wie die pulsformende Leitung auf eine Last übertragen. In der folgenden Tabelle sind die Daten von "Pulsator" zusammengestellt:

Marxgenerator

maximale Spannung (10% Verluste eingerechnet)	380 kV
Serienkapazität	16.7 nF
maximal gespeicherte Energie	1.48 kJ
Ladespannung	$\pm$ 50 - 140 kV

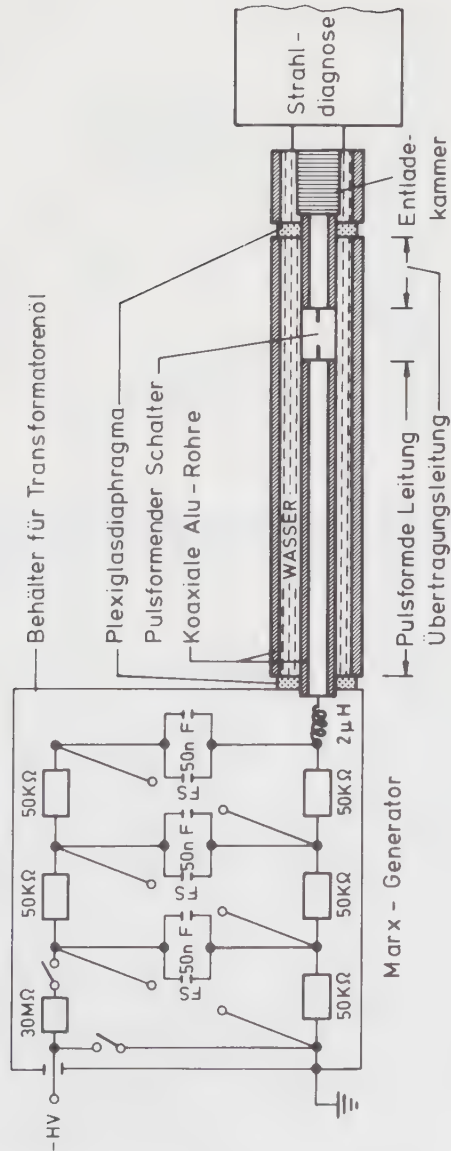


Abb. 28: Blockdiagramm der Stoßleistungsanlage Pulsator.

Pulsformende Leitung

Impedanz	3.35 Ohm
Länge	1670 mm
Außendurchmesser des Innenleiters	115 mm
Innendurchmesser des Außenleiters	190 mm
Außendurchmesser des Außenleiters	200 mm
Ladezeit	≈ 500 ns
Kapazitätsbelag	8.97 nF/m
Induktionsbelag	100 nH/m
Kapazität	15 nF
Induktivität	170 nH
Halbwertsbreite der Pulsdauer	100 ns
Anstiegs- und Abfallzeit des Pulses	20 ns
Spannungswirkungsgrad	1.05
Energiewirkungsgrad	1.00

Übertragungsleitung (mit angepaßtem Widerstand unter Berücksichtigung von Verlusten)

maximale Spannung	180 kV
maximaler Strom	54 kA
maximale Leistung	10 GW
Geometrie wie pulsformende Leitung	

2. Einzelkomponenten

2.1. Marxgenerator

Beim Marxgenerator von Pulsator handelt es sich um einen ölisierten, dreistufigen Typ mit unipolarer Ladespannung. Die Schaltung ist aus Abb. 28 ersichtlich. Er erzeugt je nach Polarität der Ladespannung von 50 bis 140 kV einen positiven oder negativen Spannungspuls. Die drei Stufen bestehen aus je zwei parallel geschalteten Kondensatoren der Kapazität 25 nF. Bei maximaler Ladespannung ergibt sich die gespeicherte Energie zu $1/2 \cdot 150 \text{ nF} \cdot (140 \text{ kV})^2 = 1.48 \text{ kJ}$. Die Ladewiderstände sind als Kupfersulfat-Elektrolytwiderstände von je ca. 50 kOhm ausgeführt. Die Kondensatoren werden von einem Holzgestell getragen. Die Funkschalter sind preßluftisolierte Funkenstrecken mit Messingelektroden. Die Zündung erfolgt ungetriggert beim Selbstdurchbruch des

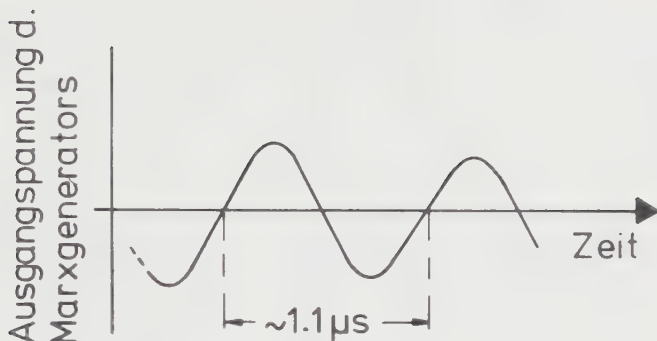


Abb. 29: Ausgangspuls des Marxgenerators von Pulsator ohne Zündung des pulsformenden Schalters. Die Schwingungsdauer von $1.1 \mu\text{s}$ wurde durch Erhöhung der Induktivität des Marxgenerators auf $2 \mu\text{H}$ erreicht.

Schalters mit Ablassen der Gasfüllung. Abb. 29 zeigt das Signal des Marxgenerators ohne Zündung des pulsformenden Schalters. Die Schwingungsdauer beträgt $1.1 \mu\text{s}$. Die Ausgangsspannung wird von einer kapazitiven Sonde am Anfang der pulsformenden Leitung direkt nach dem marxseitigen Diaphragma gemessen. Die Gesamtinduktivität des Marxgenerators beträgt ca. 200 nH und wurde zum Schutz der Kondensatoren durch Einsetzen einer Spule zwischen Marxende und Pulsformungsleitung auf $2 \mu\text{H}$ erhöht, um die in Abb. 29 gezeigte Schwingungsdauer von $1.1 \mu\text{s}$ zu erreichen.

2.2. Pulsformung und Pulsübertragung

Pulsformung und -übertragung erfolgen in koaxialer Geometrie mit einem Wellenwiderstand von 3.35 Ohm . Diese geringe Impedanz wird durch Verwendung von vollentsalztem Wasser als Dielektrikum erreicht. Abb. 30 zeigt die Aufladekurve der pulsformenden Leitung durch den Marxpuls. Im Zeitpunkt t_0 zündet der pulsformende Schalter.

Die elektrischen und geometrischen Daten der Pulsformung sind obiger

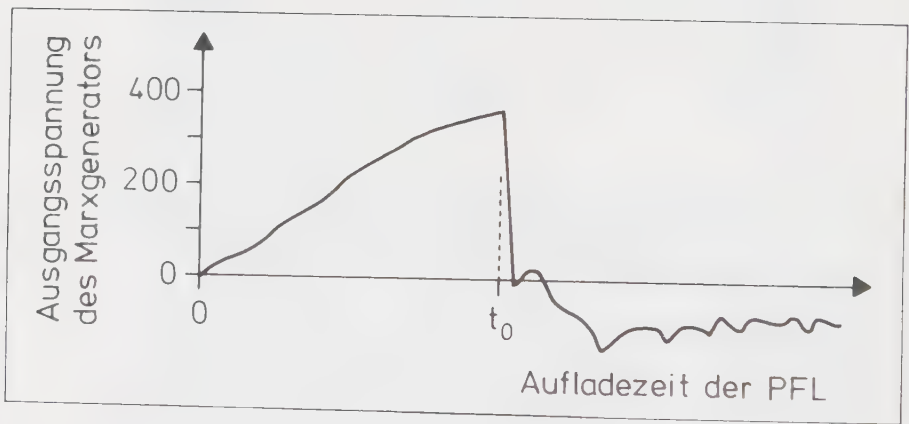


Abb. 30: Aufladekurve der pulsformenden Leitung durch den Marx-generator. Im Zeitpunkt t_0 erfolgt das Zünden des pulsformenden Schalters. Die Aufladezeit beträgt ca. 500 ns. Die Ausgangsspannung des Marxgenerators wurde durch einen kapazitiven Pick-Up am Anfang der pulsformenden Leitung bestimmt.

Tabelle zu entnehmen. Der pulsformende Schalter entspricht in der mechanischen Ausführung den Marxschaltern. Er wird jedoch mit getrocknetem Stickstoff oder mit einem Gemisch aus vier Teilen Stickstoff und einem Teil Schwefelhexafluorid betrieben. Durch die auf die Kapazität des Marxgenerators abgestimmte Kapazität der pulsformenden Leitung von 15 nF wird ein Spannungs- und Energiewirkungsgrad nahe eins erreicht. In Abb. 31 ist ein positiver Ausgangspuls an einer angepaßten Last von 3,3 Ohm gezeigt. Dabei ist lediglich eine Korrektur der induktiven Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung vorgenommen. Deshalb eilt der Strom der Spannung voraus. Durch Verluste im Marxgenerator, ohmsche Verluste auf den Leitungen und den Jitter des Zündzeitpunkts des pulsformenden Schalters reduziert sich die maximal erreichbare Spannung auf etwa 85% des nominell möglichen Wertes der dreifachen Ladespannung.

Die Ausgangsspannung von Pulsator wird von einer kapazitiven Sonde am Ende der Übertragungsleitung bestimmt. Zur Messung des Stromes I und des Stromanstiegs dI/dt wurden im lastseitigen Plexiglasdiaphragma Meßspulen eingebaut. Für die dI/dt -Messung wird eine offene Spule und für die I -Messung eine kurzgeschlossene Spule verwendet /Bog 83/.

3. Konstruktion

Die folgenden Zeichnungen in Abb. 32 bis Abb. 34 geben einen Einblick in die konstruktive Ausführung der Pulsatorbauteile. Sie wurden von Plänen abgezeichnet, die anlässlich des Nachbaus von Pulsator durch das Institut für Kernphysik II des Kernforschungszentrums Karlsruhe dort gezeichnet und für den Abdruck in dieser Arbeit freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden. Am Pulsator II des IK II wird als Traggestell für die Kondensatoren im Gegensatz zu unserem Holzgestell ein Plexiglasaufbau verwendet.

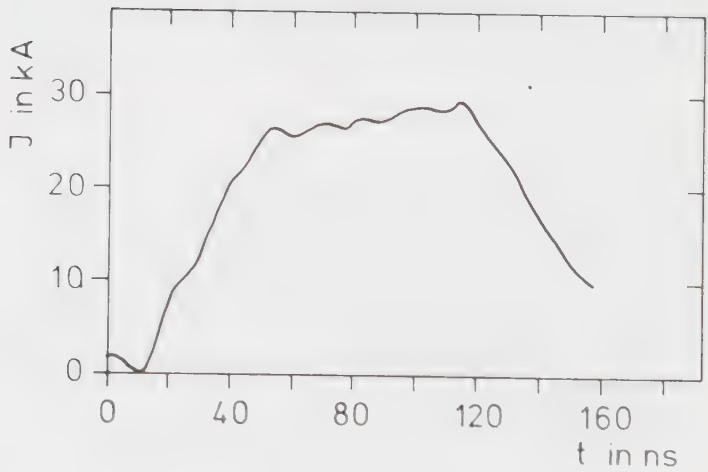
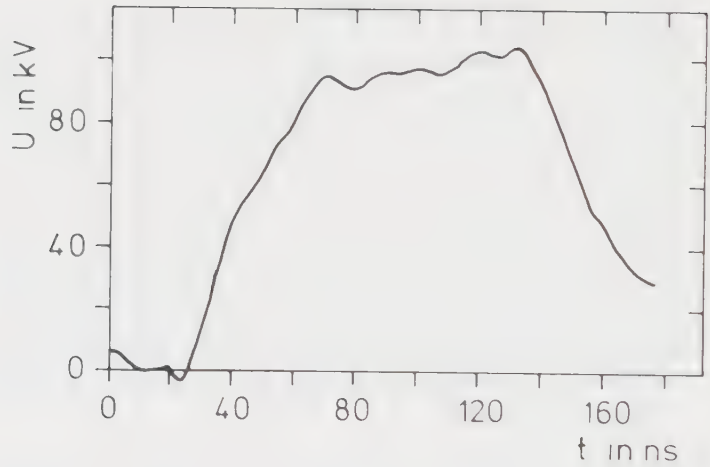


Abb. 31: Ausgangssignal von Pulsator an einer angepaßten Last.
Die Verschiebung von Strom und Spannung gegeneinander ist
durch die Kapazität des Abschlußwiderstands bedingt.

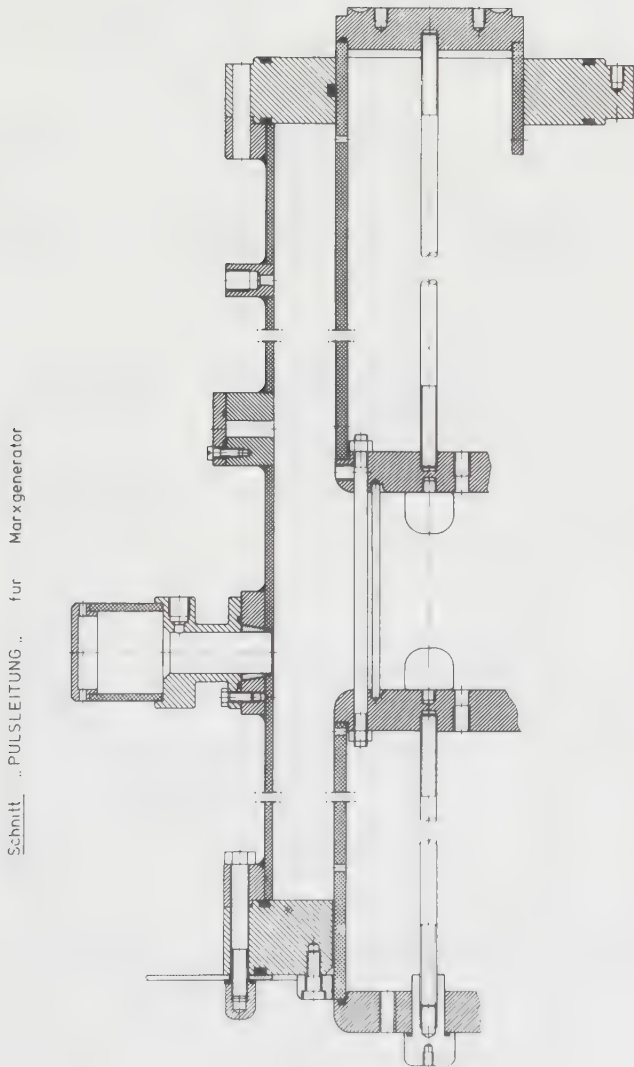


Abb. 32: Konstruktionszeichnung der Pulsformung von Pulsator mit pulsformender Leitung, pulsformendem Schalter und Übertragungsleitung

Draufsicht „Pulsator“

Marxgenerator

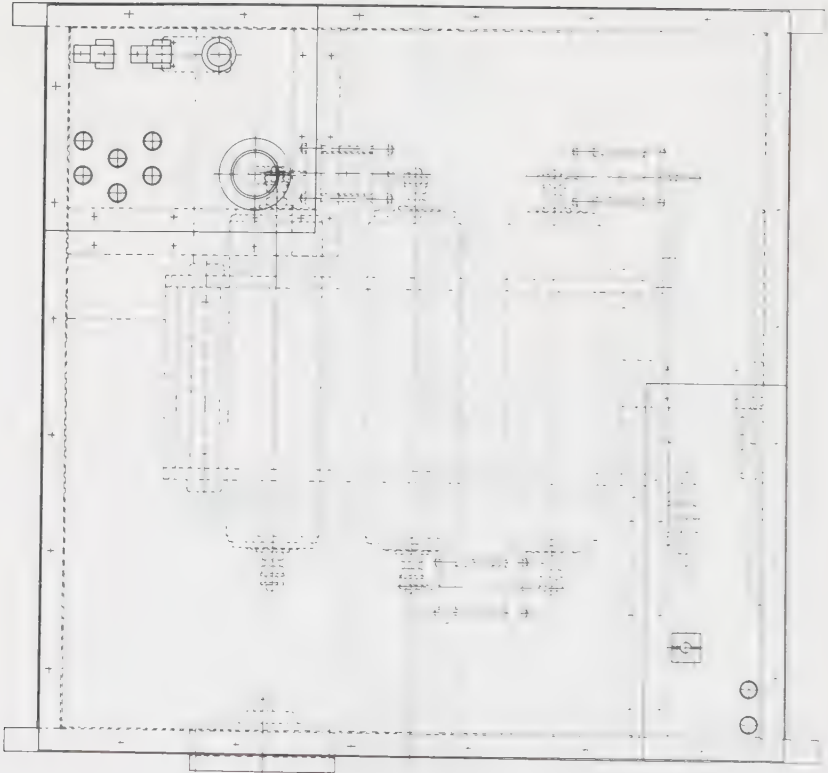


Abb. 33: Übersichtszeichnung der Marxgeneratorbauteile bei Pulsator (von oben gesehen).

KONDENSATORBANK (Pulsator) für Motorgenerator

Ansicht A

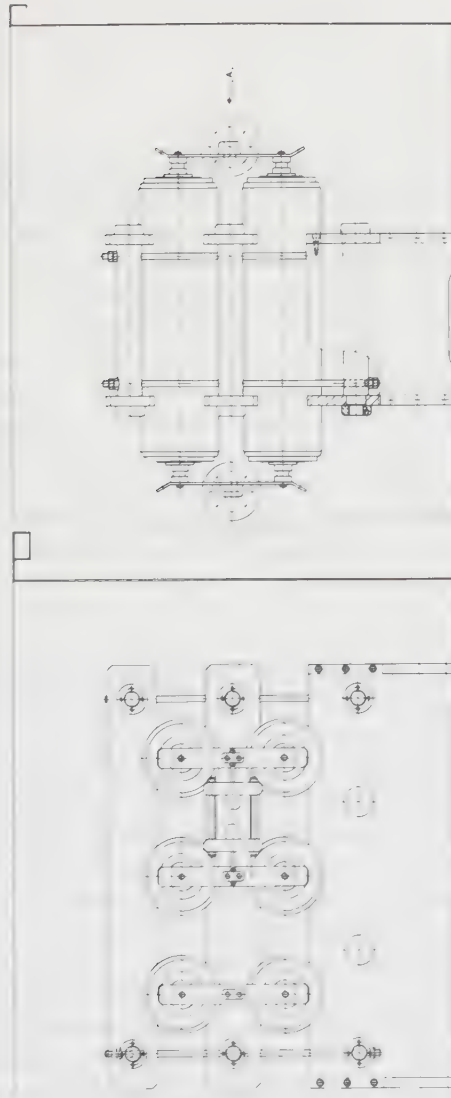


Abb. 34: Übersichtszeichnung der Kondensatorbank von Pulsator (von zwei Seiten).

B) ESLA II - "Big Baby"

1. Prinzipieller Aufbau

Zusätzlich zu Pulsator entsteht im Zuge von Entwicklung und Bau von Stoßleistungsanlagen in Erlangen eine zweite, größere Einheit, Erlanger Stoßleistungsanlage II (ESLA II) oder "Big Baby" genannt. Bei ESLA II handelt es sich um eine Weiterentwicklung konventioneller Anlagen, die wie Pulsator aus Marxgenerator und coaxialer Pulsformung bestehen. Der Grund für diese Weiterentwicklung lag in der unveränderlichen Impedanz konventioneller Anlagen von ca. 3 Ohm. Bei den Arbeiten an Pollux und Pulsator zeigte sich, daß für den Betrieb von Gasentladungen in Pseudofunkengeometrie wegen der Niederohmigkeit dieser Entladungen eine Spannungsquelle mit niedriger, variabler Impedanz um ein Ohm wünschenswert ist. Deshalb wurde für die Pulsformung bei ESLA II die Parallelschaltung von Plattenleitungen gewählt, die durch die Wahl der Anzahl der parallelgeschalteten Leitungen eine Variation der Gesamtimpedanz zuläßt.

Die kapazitiv im Marxgenerator gespeicherte Energie liegt mit maximal 12 kJ bei ESLA II um eine Größenordnung höher als bei Pulsator. Die Pulsdauer wird mit 60 ns kürzer sein.

Die Anlage ESLA II wird nach ca. einjähriger Bauzeit Ende 1984 fertig gestellt werden. Wegen ihrer Größe und wegen nötiger Abschirmungsmaßnahmen war es notwendig, sie in einem Kellerraum des Tandemlabors aufzubauen. Dort wurden vom Universitätsbauamt eine Ölauffangwanne und Teile der Infrastruktur wie Kran und Absperrung errichtet.

2. Marxgenerator

Beim Marxgenerator handelt es sich um einen Typ mit bipolarer Ladespannung und sechs Stufen, dessen Schaltbild in Abb. 35 dargestellt ist. Die Kondensatoren haben eine Kapazität von je 100 nF und werden bis maximal 140 kV aufgeladen. Die Gesamtenergie beträgt dann 12 kJ. Die Verbindungspunkte V der Kondensatoren (siehe Abb. 35) sind mit Kupfersulfatwiderständen von je ca. 10 kOhm untereinander und mit Masse verbunden. Dies ist im Schaltbild aus Gründen der Übersichtlich-

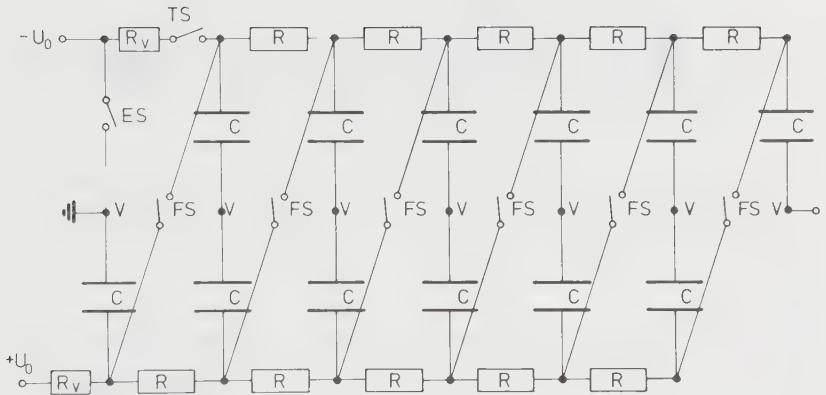
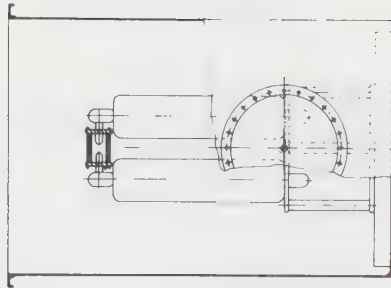


Abb. 35: Schaltbild des Marxgenerators von ESLA II

R : Ladewiderstände je 10 k Ω FS : Funkschalter
 C : Kondensatoren je 100 nF V : Verbindungspunkte der
 R_1 : Vorwiderstände ca. M Ω zwei in Serie geschal-
ES : Erdungsschalter teten Kondensatoren
TS : Trennungsschalter U_0 : Ladespannung

keit nicht gezeichnet. Die Funkschalter sind druckgasisoliert. Als Schaltergase werden Stickstoff oder Schwefelhexafluorid verwendet. Abb. 36 zeigt den mechanischen Aufbau des Marxgenerators und seine Anordnung in einem Öltank der Abmessungen 2.4m x 1.8m x 1.2/0.6m (LxHxB). Die Kondensatoren stehen auf einem Plexiglasgestell, das aus zwei Platten besteht, zwischen denen Plexiglasstützen eingeklebt sind. Um den gesamten Aufbau aus dem Tank heben zu können, steht er auf einem Tragrahmen aus Vierkantstahlrohr. Die Funkschalter und Ladewiderstände befinden sich am oberen Ende der Kondensatoren. Das untere Ende mit den Punkten V (siehe Schaltbild) liegt während des Ladevorgangs auf Massepotential. Die Verbindungsteile zwischen den Kondensatoren (Funkschalter, Widerstände, Kurzschlußteile) liegen in speziellen Haltern, die einen leichten Austausch dieser Elemente gegeneinander gewährleisten.

Seiten- und Draufsicht des Marxgenerators



Einzelheit „A.“

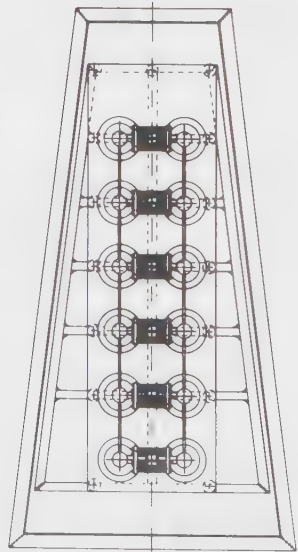
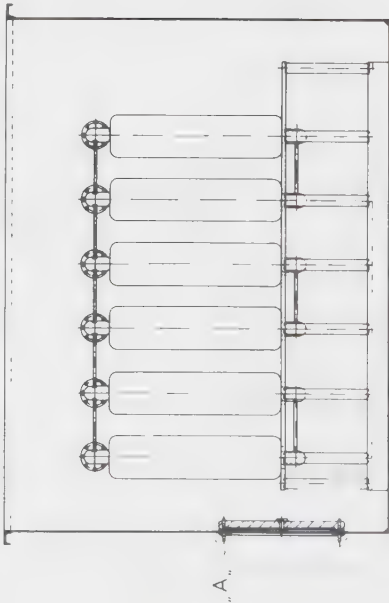


Abb. 36: Übersichtszeichnung des Marxgenerators von ESLA II im Grund- und Aufriß. Erdungs- und Trennungsschalter sind nicht gezeichnet.

Die Hintereinanderschaltung aller Kondensatoren bei aufgerichtetem Marxgenerator mit einer maximalen Ausgangsspannung von 1680 kV kann auf diese Weise modifiziert werden. In der folgenden Tabelle sind die Kombinationsmöglichkeiten der Kondensatoren und die so erreichbaren Spannungen und Serienkapazitäten zusammengestellt:

Kombination	maximale Spannung	Serienkapazität
12 Kondensatoren in Serie	1680 kV	8.3 nF
6 · (2 parallele Kond.) in Serie	840 kV	33.3 nF
4 · (3 parallele Kond.) in Serie	560 kV	75.0 nF
3 · (4 parallele Kond.) in Serie	420 kV	133 nF
2 · (6 parallele Kond.) in Serie	280 kV	300 nF
12 Kondensatoren parallel	140 kV	1200 nF

Aus Gründen der Betriebssicherheit ist im Marx-tank ein Erdungsschalter für beide Polaritäten und ein Trennungsschalter untergebracht. Letzterer trennt den Marxgenerator vor seiner Zündung von der Hochspannungsversorgung ab. Die Zündung selbst erfolgt in einer ersten Ausbaustufe des Marxgenerators durch Ablassen der Gasfüllungen der ersten beiden Funkenstrecken. Für später ist in einer zweiten Version der Einbau von triggerbaren Funkenstrecken vorgesehen.

Der Marxgenerator ist zum Testen von Schaltern in Pseudofunkengeometrie /Blö 83, Chr 83, Chr 83-2, Chr 84, Fra 84/ vorgesehen. Diese werden in der endgültigen Version des Marxgenerators die mit großem Jitter des Zündzeitpunkts arbeitenden Funkenstrecken ersetzen.

3. Pulsformende und pulsübertragende Elemente

Die Weiterentwicklungen bei ESLA II gegenüber konventionellen Anlagen bestehen in der Pulsformung. Zur Zeit wird ihre im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Geometrie mit dem Netzwerkanalyseprogramm "Sceptre" überprüft, wobei für die gesamte Pulsformung ein Ersatzschaltbild aus einzelnen LCR-Kreisen aufgestellt wird und die Form des Ausgangspulses der Leitung errechnet wird.

Abb. 37 zeigt das Prinzip der Pulsformung in Aufsicht und Schnittbild-

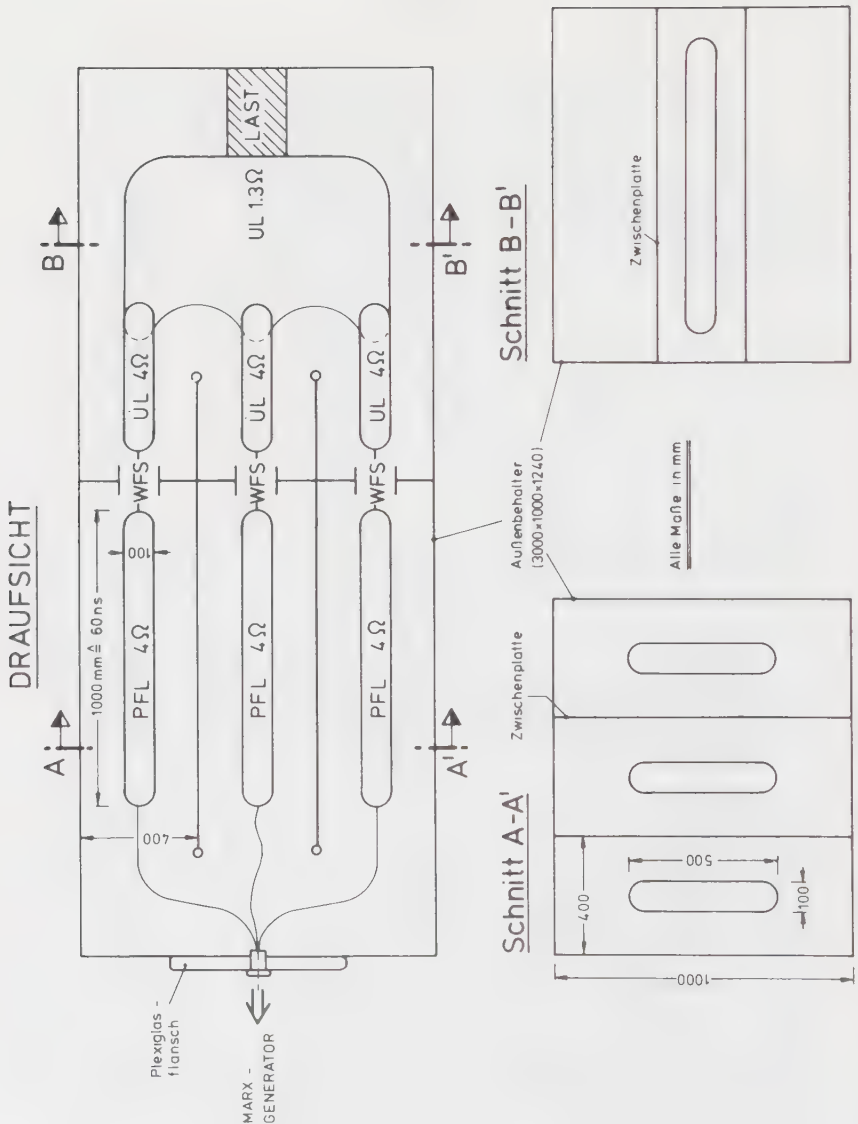


Abb. 37: übersichtszeichnung der geplanten Pulsformung von ESLA II bestehend aus pulsformender Leitung PFL (Schnitt AA'), Wasserschaltern WFS und Übertragungsleitung UL (Schnitt BB'). Die Geometrie der Übertragungsleitungen liegt noch nicht endgültig fest.

darstellung. Sie besteht aus drei parallelen pulsformenden Leitungen, die über Wasserfunkenstrecken mit der Übertragungsleitung verbunden werden. Die Übertragungsleitung faßt die drei einzelnen Leitungen von je 4 Ohm Wellenwiderstand zu einer Leitung mit 1.3 Ohm Wellenwiderstand zusammen. Will man die Anlage nicht mit 1.3 Ohm, sondern mit 2 oder 4 Ohm betreiben, so wechselt man die Übertragungsleitung gegen eine andere passende aus und verwendet nur zwei, bzw. eine pulsformende Leitung. Die ganze Pulsformung und -übertragung hängt in einem Aluminiumbehälter von 3m x 1m x 1.24m (LxHxB), der mit vollentsalztem Wasser gefüllt ist. Wegen der beim Betrieb auftretenden Kräfte und Stoßwellen ist für eine stabile Konstruktion Sorge getragen. Die genaue Ausformung der Übertragungsleitungen soll mit Hilfe der Rechnungen mit Sceptre optimiert werden.

Die Impedanzwerte der Pulsformung sind durch Anpassen der Ansätze von Cohn /Coh 52, Coh 55/, Magnus, Oberhettinger /Mag 43/ und Primozych, Schatz, Woodford /Pri 55/ auf die vorliegende Geometrie ermittelt worden. Der Kapazitätsbelag der pulsformenden Leitungen ergab sich zu 4.3 nF/m aus einer Abschätzung von Fläche und zugehörigem Abstand in der Leitung.

Die Elemente der pulsformenden und -übertragenden Leitungen hängen an obenliegenden Querträgern, auf denen auch der abnehmbare Deckel des Behälters befestigt ist. Die Wasserfunkenstrecken entsprechen denen von Abb. 6, sind selbsttriggernd und sitzen zum Schutz der Tankwandungen vor Stoßwellen in Hülsen.

Die Durchbruchfeldstärke E_b des vollentsalzten Wassers im Pulsformungstank ergibt sich bei der vorliegenden Geometrie aus der Formel

$$E_b = \frac{0.3}{t_{\text{eff}}^{1/3} (\mu\text{s}) \cdot A^{0.058} (\text{cm})} \quad / \text{Toe 79/}$$

zu: $E_b > 200 \text{ kV/cm}$.

Die Pulsformung variabler Impedanz in der beschriebenen Geometrie läßt sich nicht sinnvoll mit jeder der in B.1. genannten Modifikationen des Marxgenerators kombinieren. In folgender Tabelle sind die sinnvollen Kombinationen und die sich ergebenden Werte von Ausgangsspannung, Spannungs-

und Energiewirkungsgrad zusammengestellt:

Marx PFL	12 x 1 Kond. (8.3 nF, 1680 kV)	6 x 2 Kond. (33.3 nF, 840 kV)	
1-Segment-PFL (4 Ohm, 4.3 nF, 70 nH)	2220 kV 1.32 0.90	1490 kV 1.77 0.40	$U_{\max}$ η_U η_E
2-Segment-PFL (2 Ohm, 8.6 nF, 35 nH)	1650 kV 0.98 1.00	1340 kV 1.59 0.65	$U_{\max}$ η_U η_E
3-Segment-PFL (1.3 Ohm, 12.9 nF, 23 nH)	1320 kV 0.78 0.95	1210 kV 1.44 0.80	$U_{\max}$ η_U η_E

In Abb. 38 ist ein Foto der Anlagen ESLA I und II mit Ölwanne und Kran zu sehen. Der Marxgenerator von ESLA II wird im Oktober 1984 fertiggestellt werden. Bis Anfang 1985 ist die Aufstellung des Pulsleitungstanks und die Montage der pulsformenden Elemente vorgesehen.



Abb. 38: Foto der Anlagen ESLA I und II mit Transformatorenölbehälter und Marxgenerator (im Bau) von "Big Baby", den Komponenten von "Pulsator" und sonstigen Einrichtungen, wie Kran, Trafo-öllagertanks, Vakuumanlagen, Ölpumpen, etc.

LITERATURVERZEICHNIS

- Alf 39 H. Alfvén
Phys. Rev. 55, 425 (1939)
- Ang 81 G. Angel, G. Bittner, J. Christiansen, W. Dümmler, N. Lieser,
R. Seeböck, W. Steudtner
Jahresbericht des Physikalischen Instituts der Universität
Erlangen, 1981/82, S.223
- Ang 82 G. Angel
"Zeitaufgelöste Messungen zum Mechanismus der Pseudofunken-
entladung"
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität
Erlangen, 1982
- Ang 83 G. Angel, G. Bittner, J. Christiansen, N. Lieser, W. Rath,
C. Schultheiß, R. Seeböck, W. Steudtner
Verhandl. DPG (VI) 18, 425 (1983) - P 125
- Bar 77 C. F. Barnett et al.
ORNL 5206, Vol. II, 1977
- Ben 34 W. Bennett
Phys. Rev. 45, 890 (1934)
- Ben 55 W. Bennett
Phys. Rev. 98, 1584 (1955)
- Ben 83 W. Benker
"Messung der ionischen Energieverteilungen von Niederdruck-
gasentladungen mit der Gegenfeldmethode"
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Er-
langen, 1983
- Ben 84 W. Benker, V. Brückner, J. Christiansen, W. Hartmann, C. Schul-
theiß, A. Tinschmann, W. Rath
Verhandl. DPG (VI) 19, 1221 (1984) - P 66
- Ber 81 H. Berlin, T. Blazejewski, R. Holtkamp
Jahresbericht des Instituts für Kernphysik der Universität
Münster, 1981, S. 10ff
- Bit 79 G. Bittner, V. Brückner, J. Christiansen, P. Fallier, K. Frank
W. Hartmann, B. Kölbl, N. Lieser, C. Schultheiß, W. Steudtner
Jahresbericht des Physikalischen Instituts der Universität
Erlangen, 1979/80, S. 189
- Bit 79-2 G. Bittner, J. Christiansen, N. Lieser, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 14, 1124 (1979) - D 30

- Bit 80 G. Bittner, J. Christiansen, K. Frank, N. Lieser, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 15, 796 (1980) - P 125
- Bit 80-2 G. Bittner, J. Christiansen, K. Frank, N. Lieser, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 15, 797 (1980) - P 127
- Bit 80-3 G. Bittner, J. Christiansen, K. Frank, N. Lieser, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 15, 797 (1980) - P 126
- Bit 81 G. Bittner, V. Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 16, 877 (1981) - P 7
- Rit 82 G. Bittner, V. Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 17, 546 (1982) - P 134
- Bit 82-2 G. Bittner, V. Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 17, 547 (1982) - P 138
- Bit 82-3 G. Bittner, V. Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 17, 547 (1982) - P 139
- Bit 84 G. Bittner, J. Christiansen, W. Dümmler, N. Lieser, R. Seeböck, W. Steudtner
Symposium on Atomic and Surface Physics, Maria Alm, Jan 29 - Feb 4, 1984
- Blö 83 D. Blöb, I. Kamber, H. Riege, G. Bittner, V. Brückner, J. Christiansen, K. Frank, W. Hartmann, N. Lieser, C. Schultheiß, R. Seeböck, W. Steudtner
Nucl. Instr. and Meth. 205, 173 (1983)
- Bog 81 E. Boggasch, V. Brückner, J. Christiansen, W. Hartmann, C. Schultheiß
Jahresbericht des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen, 1981/82, S. 371
- Bog 83 E. Boggasch
"Aufbau einer Hochleistungsanlage sowie experimentelle und theoretische Untersuchungen stromstarker Entladungen in Pseudofunkengeometrie"
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Erlangen, 1983
- Bog 83-2 E. Boggasch, V. Brückner, J. Christiansen, W. Hartmann, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 18, 426 (1983), P 128

- Bog 83-3 E. Boggasch, V. Brückner, J. Christiansen, W. Hartmann,
C. Schultheiß, A. Tinschmann
Verhandl. DPG (VI) 18, 426 (1983) - P 127
- Bog 84 E. Boggasch, V. Brückner, J. Christiansen, W. Hartmann,
C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 19, 1221 (1984) - P 65
- Bri 76 R. Briggs
Phys. Fluids 19, 1007 (1976)
- Cha 66 P. D. A. Champney
Atomic Weapons Research Establishment
Dielectric Strength Notes 7, 1966
- Chr 79 J. Christiansen, C. Schultheiß
Z. Phys. A 290, 35 (1979)
- Chr 83 J. Christiansen, K. Frank, H. Riege, R. Seeböck
XVith Int'l Conf. on Phenomena in Ionized Gases,
Düsseldorf, Aug 29 - Sep 2, 1983
- Chr 83-2 J. Christiansen, K. Frank, H. Riege, R. Seeböck
Verhandl. DPG (VI) 18, 426 (1983) - P 126
- Chr 84 J. Christiansen, K. Frank, H. Riege, R. Seeböck
Verhandl. DPG (VI) 19, 1232 (1984) - P 96
- Chr 84-2 J. Christiansen, K. Frank, H. Riege, R. Seeböck
Verhandl. DPG (VI) 19, 1202 (1984) - P 18
- Chr 84-3 J. Christiansen, N. Lieser, W. Rath, W. Steudtner, P. Apai,
M. Janossy, K. Rosza, P. Mezei
zur Veröffentlichung eingereicht bei Phys. Lett. A
- Cla 71 R. S. Clark
Sandia Laboratories Development Report
SC-DR-710216 (1971)
- Coh 52 S. B. Cohn
Trans. Inst. Radio Engrs. MTT-2 (1952), p. 52
- Coh 55 S. B. Cohn
Trans. Inst. Radio Engrs. MTT-3/2 (1955), p. 119
- Coo 83 G. Cooperstein, Naval Research Laboratories
"Plasma Opening Switch Research at NRL"
Vortrag im KfZ Karlsruhe am 14.7. 1983
- Cre 75 J. M. Creodon
J. Appl. Phys. 46, 2946 (1975)
- Cre 77 J. M. Creodon
J. Appl. Phys. 48, 1070 (1977)

- Dam 80 J. Dams
Arbeitsbericht "HSI-Pulsed Power I" Hochspannungsinstitut
der Universität Karlsruhe, S. 30ff
- Dar 14 C. G. Darwin
Phil. Mag. 28, 499 (1914)
- Dem 82 L. Demeter, B. Ecker, C. Eichenberger, H. Helava, T. Naff,
G. Proulx, J. Creedon
American Physical Society, New Orleans, Nov 1982, paper 5T7
- DiC 81 M. S. Di Capua
Proceedings of the Workshop on Measurements of Electrical
Quantities in Pulsed Power Systems, NBS, Boulder (Colorado)
March 2 - 4, 1981
- DiC 83 M. S. Di Capua
"Magnetic Insulation"
Vortrag im KfZ Karlsruhe am 07.07.1983
- Dre 76 P. Dreicke, J. Eichenberger, S. Humphries, Jr., R. N. Sudan
J. Appl. Phys. 47, 85 (1976)
- Düm 83 W. Dümmler
"Untersuchungen des von einer Pseudofunkenkammer emittierten
Elektronenstrahls"
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Er-
langen, 1983
- Düm 84 W. Dümmler, G. Bittner, J. Christiansen, N. Lieser, W. Steudtner
Verhandl. DPG (VI) 19, 1221 (1984) - P 67
- Dun 80 T. Dunz
Arbeitsbericht "HSI-Pulsed Power I", Hochspannungsinstitut
der Universität Karlsruhe, S. 1ff, 1980
- Dun 80-2 T. Dunz
Arbeitsbericht "HSI-Pulsed Power I", Hochspannungsinstitut
der Universität Karlsruhe, S. 91ff, 1980
- Eic 77 C. Eichenberger, S. Humphries, Jr., J. Manchen, R. N. Sudan
J. Appl. Phys. 48, 1449 (1977)
- Fel 65 P. Felsenthal, J. M. Proud
Phys. Rev. 139A, 1976 (1965)
- Fra 84 K. Frank, H. Riege
"The Pseudopark and its Application"
Vortrag im PS-Seminar, 07.03.1984, CERN, Genf
- Gei 82 K.-F. Geibig
Jahresbericht des Hochspannungsinstituts der Universität
Karlsruhe, 1982, S. 4ff

- Ger 81 G. Gerdin, W. Stygar, F. Venneri
J. Appl. Phys. 52, 3270 (1981)
- Gol 75 J. Golden, F. C. Young, C. A. Kapetanakos
Bull. Am. Phys. Soc. 20, 583 (1975)
- J. Golden, C. A. Kapetanakos, S. A. Goldstein
Proc. of the 7th European Conf. on Controlled Fusion and
Plasma Physics, Lausanne 1975, p. 91
- J. Golden, C. A. Kapetanakos, R. Lee, S. A. Goldstein
Proc. of the Int. Top. Conf. on Electron Beam Res. and Techn.,
Albuquerque, 1975, Vol. I p. 635
- C. A. Kapetanakos, J. Golden, W. M. Black
Phys. Rev. Lett. 37, 1236 (1976)
- F. C. Young
Bull. Am. Phys. Soc. 20, 1294 (1975)
- Gol 76 J. Golden, C. A. Kapetanakos
Appl. Phys. Lett. 28, 3 (1976)
- Gol 77 J. Golden, C. A. Kapetanakos, S. J. Marsh, S. J. Stephanakis
Phys. Rev. Lett. 38, 130 (1977)
- Gol 78 J. Golden, R. A. Mahaffey, J. A. Pasour, C. A. Kapetanakos,
F. C. Young
Rev. Sci. Instrum. 49, 1384 (1984)
- Goo 69 M. J. Goodman
"High Speed Pulsed Power Technology at Aldermaston"
Reprint from AWRE-News (1969)
- Gra 62 K. D. Granzow, G. W. McClure
Phys. Rev. 125, 1792 (1962)
- Gre 77 M. Greenspan, S. Humphries, Jr., J. Maenchen, R. N. Sudan
Phys. Rev. Lett. 39, 24 (1977)
- Gre 79 M. A. Greenspan, D. A. Hammer, R. N. Sudan
J. Appl. Phys. 50, 3031 (1979)
- Gri 82 R. J. Gripshover, D. B. Fenneman
XVth IEEE Power Modulator Symposium, Baltimore, June 15, 1982
- Gün 23 A. Güntherschulze
Z. Phys. 19, 319 (1923)
- Gün 38 A. Güntherschulze
Z. Phys. 109, 121 (1938)
- Har 81 W. Hartmann
"Untersuchungen zum Mechanismus der Pseudofunkenentladung"
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Er-
langen, 1981

- Her 66 H. G. Herbert
Atomic Weapons Research Establishment
SSWA/HGH/6610/104
- Hum 74 S. Humphries, Jr., J. J. Lee, R. N. Sudan
Appl. Phys. Lett. 25, 20 (1974)
- Hum 75 S. Humphries, Jr., J. J. Lee, R. N. Sudan
J. Appl. Phys. 46, 187 (1975)
- Hum 76 S. Humphries, Jr., R. N. Sudan, L. Wiley
J. Appl. Phys. 47, 2382 (1976)
- Hum 77 S. Humphries
Cornell University Report LPS-220 (1977)
- Hum 80 S. Humphries
Nucl. Fusion 20, 1549 (1980)
- Hum 80-2 S. Humphries, Jr., J. R. Freeman, J. Greenly, G. W. Kuswa,
C. W. Mendel, J. W. Poukey, D. M. Woodall
J. Appl. Phys. 51, 1876 (1980)
- Ima 82 K. Imasaki, S. Miyamoto, S. Higaki, T. Ozaki, K. Nishihara
S. Ido, S. Nakai, C. Yamanaka, K. Yatui, K. Masugata, M. Matsui
9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion
Research, Baltimore, U.S.A., Sep 1 - 8, 1982
- Jav 61 A. Javan, W. R. Bennett, D. R. Herriott
Phys. Rev. Lett. 6, 106 (1961)
- Joh 79 D. J. Johnson, A. V. Farnsworth, Jr., D. L. Fehl, R. J. Leeper,
G. W. Kuswa
J. Appl. Phys. 50, 4524 (1979)
- Kap 76 C. A. Kapetanakis, J. Golden, F. C. Young
Nucl. Fusion 16, 151 (1976)
- Kodak Fa. Kodak - Pathé, Scientific and Industrial Products,
"Kodak CN 85 Films; Kodak LR 115 Films" (Datenblätter)
"Instructions for the Use of CA 80-15 Film and LR 115 Film,
Type II"
- Köl 82 B. Kölbl
"Untersuchung der aus der Pseudofunkenentladung extrahierten
Teilchenstrahlen mittels zeitaufgelöster Strommessungen"
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Er-
langen, 1982
- Lan 13 I. Langmuir
Phys. Rev. 2, 450 (1913)
- Lan 14 I. Langmuir
Phys. Zeits. 15, 348, 516 (1914)

- Lee 76 E. Lee
Phys. Fluids 19, 60 (1976)
- Lee 83 R. Leeper, Sandia National Laboratories
"Ion Beam Diagnostics"
Vortrag im KfZ Karlsruhe am 28.07.1983
- Lie 80 N. Lieser
"Herstellung von positiven Ionen mit einer Pseudofunkenkammer"
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Erlangen, 1980
- Lie 84 N. Lieser, W. Steudtner, G. Bittner, J. Christiansen, R. Seeböck
Verhandl. DPG (VI) 19, 1222 (1984) - P 68
- Lit 54 P. F. Little, A. von Engel
Proc. Roy. Soc. A 224, 209 (1954)
- Lup 79 W. H. Lupton, R. D. Ford, D. Conte, H. B. Lindstrom,
I. M. Vitkovitsky
2nd IEEE Int'l Pulsed Power Conf. Lubbeck, 1979, p. 83
- Mag 43 W. Magnus, F. Oberhettinger
Arch. Elektrotechn. 37, 380 (1943)
- Mar 65-71 J. C. Martin
Atomic Weapons Research Establishment
SSWA/JCM/1165/8, SSWA/JCM/6511/A,
SSWA/JCM/713/157, SSWA/JCM/732/380,
SSWA/JCM/HUN/5, SSWA/JCM/1065/25,
SSWA/JCM/703/27
- Mar 70 J. C. Martin
Atomic Weapons Research Establishment
SSWA/JCM/49
- McC 61 G. W. McClure
Phys. Rev. 124, 969 (1961)
- McC 62 G. W. McClure, K. D. Granzow
Phys. Rev. 125, 3 (1962)
- Mec 84 G. Mechttersheimer, R. Meyer
Verhandl. DPG (VI) 19, 1233 (1984)
- Meg 82 R. A. Meger, R. J. Comisso, S. A. Goldstein, G. Cooperstein,
F. C. Young
1982 IEEE Int'l Conf. on Plasma Science, May 17 - 19, 1982
- Meg 83 R. A. Meger, R. J. Comisso, G. Cooperstein, S. A. Goldstein
Appl. Phys. Lett. 42, 943 (1983)
- Men 77 C. W. Mendel, S. A. Goldstein
J. Appl. Phys. 48, 1004 (1977)

- Mos 77 D. Mosher, G. Cooperstein, S. J. Stephanakis, S. Goldstein,
D. G. Colombant, R. Lee
Proc. 2nd Int'l Conf. on High Power Electron and Ion Beam
Research and Technology, Cornell University, 1977, p. 257
- Ner 79 J. M. Neri, D. A. Hammer, R. N. Sudan
Laboratory of Plasma Studies, Cornell University, LPS-266, 1979
- Nie 82 G. Nienhaus, H. Berlin, J. Andrä, R. Hotkamp, T. Blazejewsky
Jahresbericht des Instituts für Kernphysik der Universität
Münster, 1982, VII.11.
- Nie 83 G. Nienhaus, H. Berlin, J. Andrä, T. Blazejewsky, R. Holtkamp
Verhandl. DPG (VI) 18, 431 (1983)
- Nor 70 L. C. Northcliffe, R. F. Schilling
Nuclear Data Tables A7, 233 (1970)
- Ols 73 J. N. Olsen, G. W. Kuswa, E. D. Jones
J. Appl. Phys. 44, 5 (1973)
- Pah 72 M. Pahl, W. Lindinger
Z. Naturforschung 27a, 678 (1972)
- Pas 89 F. Paschen
Ann. Phys. 4. Folge 50, 901 (1889)
- Pas 81 C. Passow
KfK-Nachrichten, Jahrg. 13, 1-2/81, S. 130
- Pok 57 A. S. Pokrovskaja, B. N. Kiliarfeld
Sov. Phys. JETP 5, 812 (1957)
- Pol 57 H. C. Pollock
in /McC 61/, p. 969
- Pri 55 F. G. Primozich, E. R. Schatz, J. B. Woodford
Communication and Electronics, May 1955, p. 158
- Rät 61 H. Räther
Ergebn. d. exakt. Naturw. XXXIII, 175 (1961)
- Rat 83 W. Rath
"Untersuchung der statistischen Verteilung des Zündverzugs an
der getriggerten Pseudofunkenentladung"
Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Er-
langen, 1983
- Rat 84 W. Rath, G. Angel, J. Christiansen, C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 19, 1232 (1984) - P 95
- Rie 82 H. Riege
CERN, private Mitteilung, 1982
- Rue 80 W. de la Rue, H. W. Müller
Phil. Trans. Roy. Soc. London 171, 65 (1880)

- San 79 F. L. Sandel, F. C. Young, S. J. Stephanakis, F. W. Oliphant,
G. Cooperstein, S. A. Goldstein
Bull. Am. Phys. Soc. 24, 1031 (1979)
- San 82 Sandia National Laboratories, Albuquerque
Sand 82 - 0340, p. 63
- Sch 79 C. Schultheiß
"Erzeugung von Hochstromteilchenstrahlen aus Niederdruckfunken-
entladungen"
Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Er-
langen, 1979
- Sch 82 C. Schultheiß
"The Theory of Pseudosparkdischarge"
unveröffentlichtes Manuskript, Erlangen, 1982
- Sch 83 C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 18, 425 (1983) - P 124
- Sch 83-2 C. Schultheiß, J. Christiansen
Proc. of the 5th Int'l Conf. on High Power Particle Beams,
Sep 12 - 14, 1983, San Francisco, p. 208
- Sch 84 C. Schultheiß
Verhandl. DPG (VI) 19, 1209 (1984) - P 33
- Sch 84-2 C. Schultheiß
Zur Veröffentlichung als Primärbericht des KfZ-Karlsruhe
vorgesehen
- She 76 J. W. Shearer, D. S. Prono
Lawrence Livermore Laboratories, UCID-17070, 1976
- Smi 65-66 I. D. Smith
Atomic Weapons Research Establishment
SSWA/IDS/1165/10, SSWA/IDS/6511/B,
Dielectric Strength Notes 9, 12, 13 (1966)
- Ste 76 S. Stephanakis, D. Mosher, G. Cooperstein, J. R. Boller,
J. Golden, S. A. Goldstein
Phys. Rev. Lett. 37, 1543 (1976)
- Ste 85 W. Steudtner
Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Er-
langen, voraussichtlich 1985
- Sto 78 T. H. Storr, J. C. Martin
Atomic Weapons Research Establishment
SSWA/JCM/785/147
- Str 81 R. Stringfield et. al.
J. Appl. Phys. 52, 1278 (1981)
- Stu 67 D. J. Sturges, H. J. Oskam
Physica 37, 457 (1967)

- Sud 81 R. N. Sudan
"Plasma Physics Applied to Inertial Confinement Fusion"
Vorlesungen in einem Seminarkurs des KfZ-Karlsruhe
6. - 17. Juli 1981
- Tho 80 J. E. Thompson, J. Lin, K. Mikkelsen, M. Kristiansen
IEEE Trans. Plasma Science 8, 191 (1980)
- Toe 79 A. J. Toepfer
20th Scottish University Summer School, July 30 - Aug 17,
St. Andrews
PIIR-14-79
- Tow 01 J. S. Townsend
Phil. Mag. Feb 1901

J. S. Townsend, P. J. Kirkby
Phil. Mag. June 1901
- Tow 02 J. S. Townsend
Phil. Mag. 3, 557 (1902)

P. J. Kirkby
Phil. Mag. Feb 1902
- Tow 03 J. S. Townsend
Phil. Mag. 6, 389 (1903)

J. S. Townsend
Phil. Mag. 6, 598 (1903)
- VDe 78 J. P. VanDevender
J. Appl. Phys. 49, 2616 (1978)
- War 78 M. Y. Warg
Appl. Phys. Lett. 33, 284 (1978)
- Was 72 T. Wasserrab : "Gaselektronik Bd I u. II"
BI Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1972
- Wen 81 B. Wende
in Bergmann/Schäfer: Aufbau der Materie, Bd. 4, Teil 2 (1981)
- Wie 76 K. Wiesemann : "Einführung in die Gaselektronik"
Teubner Verlag, Stuttgart, 1976
- You 77 F. C. Young, J. Golden, C. A. Kapetanacos
Rev. Sci. Instr. 48, 432 (1977)
- You 78 F. C. Young, D. Mosher, S. J. Stephanakis, S. Goldstein,
D. Hinshelwood
Naval Research Laboratory, Report 3823, 1978
- You 80 F. C. Young et. al.
Bull. Am. Phys. Soc. 25, 899 (1980)
- Zie 82 K. W. Zieher, O. Stoltz
Primärbericht 03.04.01P14C des KfZ-Karlsruhe, April 1982

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. J. Christiansen für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchführen zu können, für zahlreiche, anregende Diskussionen und für sein ständiges, förderndes Interesse an dieser Arbeit.

Mein Dank gilt außerdem

- den Forschern Dr. K. Frank, Dr. C. Schultheiß und vor allem Dipl.-Phys. W. Hartmann, mit denen ich viele Wochen am Kernforschungszentrum Karlsruhe verbrachte und viele Probleme gemeinsam löste,
- allen Mitgliedern der Gruppe "Plasmaphysik" für ihre Mithilfe und ihre stete Diskussionsbereitschaft, vor allem Herrn Dr. G. Bittner, der unsere Gruppe inzwischen verlassen hat. Seine kritische Stellungnahme hat mir oft weitergeholfen.
- Herrn Dipl.-Phys. E. Boggasch für seinen Einsatz beim Aufbau von Pulsator,
- Herrn G. Muhr und Herrn G. Heimpel stellvertretend für die mechanische Werkstatt für die Hilfe bei Planung und Bau von ESLA II,
- Herrn G. Reißlandt für den selbständigen Aufbau von ESLA II,
- den Mitarbeitern des Instituts für Neutronenforschung und Reaktortechnik sowie des Instituts für Kernphysik II des Kernforschungszentrums Karlsruhe für die große Hilfsbereitschaft während unserer Aufenthalte dort,
- Herrn Prof Dr. W. Schmidt für die Unterstützung unserer Arbeiten am Kernforschungszentrum und
- dem Kernforschungszentrum Karlsruhe für die finanzielle Unterstützung und die Möglichkeit, dort zu experimentieren.

LEBENS LAUF

Volker Brückner

geboren am 22. Dezember 1953

in Coburg

Eltern Speditionskaufmann Gerhard Brückner
und seine Ehefrau Marianne, geb. Forke

Familienstand verheiratet seit 29. Mai 1981
mit Doris Brückner, geb. Wegel

Schulbildung 1960 - 1964 Volksschule Coburg - Neuses
1964 - 1973 Gymnasium Ernestinum in Coburg

Studium 1973 - 1979 Studium der Physik an der
Universität Erlangen - Nürnberg

Prüfungen November 1975 Diplom - Vorprüfung
November 1979 Diplom - Hauptprüfung

Diplomarbeit Juli 1975 mit dem Thema:
"Mikroanalyse durch Rückstoß- und Rückstreuunter-
suchungen mit hochenergetischen Schwerionen -
- Aufbau einer Ultrahochvakuumanlage am Strahlrohr
des Tandembeschleunigers für Augerelektronen-
spektroskopie"

Stellungen seit November 1979 wissenschaftlicher Angestellter
mit abgeschlossener Hochschulausbildung am
Physikalischen Institut der Universität Erlangen -
- Nürnberg

